PHYSIKALISCHE ZEITSCHRIFT

No. 1. 1. Januar 1910. Redaktionsschluß für No. 2 am 10. Januar 1910. II. Jahrgang.

INHALT:

Originalmitteilungen:

P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien. S. 1.

H. Geiger u. E. Marsden, Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen. S. 7.

J. Robinson, Die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in Helium. S. 11.

W. W. Strong, Eine neue Erscheinung am Elektroskop und ihre Anwendung auf die Gewitterelektrizität. S. 13.

M. Dieckmann, Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von Kapazitäten. S. 14.

Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme. III. F. Gerth, Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem. S. 16.

E. Nesper, Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben (Thermopenetration). S. 20.

J. Stark, Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und Herrn Sommerfelds Alternativtheorie der Emission. S. 24.

Referate:

O. Berg, Eine Wechselstromschleife mit 100000 Perioden in der Sekunde. S. 31.

Besprechungen:

D. Vorländer u. H. Hauswaldt, Achsenbilder flüssiger Kristalle. S. 32.

J. Classen, Vorlesungen über moderne Naturphilosophen. S. 32.

E. E. Fournier d'Albe, Zwei neue Welten. S. 32.

Personalien. S. 32.

ORIGINALMITTEILUNGEN.

Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien.

(The degree of completeness of the circular polarization of magnetically divided lines.)

Von P. Zeeman.

1. Ein zwischen den Polen eines Elektromagnets angeordnetes leuchtendes Gas liefert bei Beobachtung längs der Kraftlinien im einfachsten Falle zwei Spektrallinien von verschiedenen Wellenlängen. Diese Linien liegen zu beiden Seiten der ursprünglichen Linie. Im Einklang mit der elementaren Theorie von Lorentz deuten meine bisher veröffentlichten Beobachtungen auf eine nahezu vollkommene Polarisation der Linien dieses Dupletts hin, und zwar ist die Polarisation bei der einen ihrer Komponenten rechtseitig und bei der anderen linksseitig. Wenn man die Feldrichtung umkehrt, so nimmt die Polarisation das entgegengesetzte Zeichen an.

Entsprechend dem Duplett, das man parallel zur Feldrichtung beobachtet, sieht man ein Triplett, wenn man das unter einem rechten Winkel zur Feldrichtung ausgesandte Licht analysiert. Die Komponenten dieses Tripletts sind linear polarisiert.

Lorentz[1]) hat bereits im Jahre 1898 dargetan, daß man auf Grund allgemeiner Prinzipien, unabhängig von irgendwelcher besonderen Theorie, gewisse Schlüsse in betreff der Polarisation der Komponenten magnetisch zerlegter Linien ziehen kann.

Eines dieser Ergebnisse besagt, daß Licht von einer bestimmten Schwingungszahl, das längs der Kraftlinien ausgestrahlt wird, niemals eine Spur linearer oder elliptischer Polarisation zeigen kann; es muß entweder unpolarisiert sein, oder eine teilweise oder vollkommene zirkulare Polarisation aufweisen.

Larmor[1]) folgerte im Jahre 1900, daß vollkommene Zirkularpolarisation der Komponenten des Dupletts beweisen würde, daß die entsprechenden permanenten Schwingungsformen in den Molekülen genau kreisförmig sind.

Um die komplizierteren magnetischen Wirkungen zu erklären, hat Voigt[2]) die allgemeine Theorie schwingender elektrischer Systeme spezialisiert durch die Annahme besonderer magnetischer Verkettungen zwischen den Elektronen und durch die Einführung der Hypothese, daß die leuchtenden Teilchen unter der Wirkung des Feldes eine bestimmte Orientierung annehmen. Eine besondere Richtung, die „Achse" jedes Teilchens, wird unter der Wirkung des Feldes parallel zu den Kraftlinien.

Eine Drehung der Teilchen um diese „gezeichnete" Achse ist unzweifelhaft möglich; zum mindesten ist sie nicht ausgeschlossen. Diese Drehung hat keinen Einfluß auf die Schwingungszahl. Die Bahnen der Elektronen drehen sich indessen geradeso wie auch die Bahnen der „äquivalenten" Elektronen, die Lorentz[3]) neuerdings eingeführt hat, um die

1) Lorentz, Proc. Amsterdam, Juni 1898, S. 113. — The Theory of Electrons. Leipzig, B. G. Teubner, 1909, S. 149.

1) Larmor, Aether and Matter, S. 345.

2) Voigt, Magneto- und Elektrooptik. Leipzig, B. G. Teubner, 1908, S. 78.

3) Lorentz, Theorie der magneto-optischen Phänomene. Encyklopädie der mathematischen Wissenschaften V, 3, Heft 2, S. 217, 1909.

Theorie der Systeme zu vereinfachen, die eine Anzahl Elektronen enthalten.

Die lineare Polarisation des senkrecht zur Feldrichtung ausgesandten Lichtes beweist, daß die Bahnen der Elektronen entweder zu den Kraftlinien parallele gerade Linien sind oder Ellipsen in senkrecht zur Feldrichtung liegenden Ebenen.

Die Vollkommenheit der Zirkularpolarisation parallel zur Richtung der magnetischen Kraft wurde beweisen, daß die Ellipsen Kreise sind. Teilweise zirkulare Polarisation dagegen würde das Vorhandensein von Ellipsen mit allen möglichen zufälligen Orientierungen in senkrecht zur Feldrichtung liegenden Ebenen beweisen.

Im allgemeinen sollte man erwarten, daß die Komponenten einer magnetisch aufgespaltenen Linie teilweise polarisiertes Licht parallel zur Feldrichtung aussenden. Ohne Hypothesen oder weitere Messungen muß man sogar diesen allgemeineren Satz für das Wahrscheinlichste halten. Eine quantitative Untersuchung über den Anteil an zirkular polarisiertem Lichte, der in dem gesamten seitens der Komponenten ausgesandten Lichte enthalten ist, ist bisher noch nicht ausgeführt worden.

2. Meine Beobachtungen mit dem Rowlandschen Gitter stehen im Einklang mit der Ansicht, daß die Strahlung der Komponenten des Dupletts von einem ziemlich hohen Prozentgehalt gewöhnlichen Lichtes begleitet wird.

Die Helligkeit der Gitterspektren ist nur gering im Vergleich zur Intensität des ursprünglichen, auffallenden Lichtes. Der Betrag des in der Gesamtstrahlung des Dupletts enthaltenen gewöhnlichen Lichtes kann wohl unterhalb des zur Wahrnehmung erforderlichen Grenzwertes bleiben, ohne daß darum seine Intensität im Vergleich zu jener der Spektrallinien irgendwie klein wäre.

Um zwischen den beiden Möglichkeiten durch das Experiment zu entscheiden, habe ich einige Versuche über die Vollkommenheit der Zirkularpolarisation angestellt.

Hinsichtlich der Lichtstärke übertrifft das Michelsonsche Stufenspektroskop sicherlich alle übrigen Spektroskope mit hohem Auflösungsvermögen. Es war deshalb für die geplanten Versuche das geeignetste Instrument und erfüllte eine erste Bedingung, auf die ich zu achten hatte.

Eine zweite Bedingung, die bei den geplanten Versuchen erfüllt sein muß, besteht darin, daß die Lichtquelle möglichst intensiv ist.

Ich habe deshalb einstweilen nur die Spektren des Natriums, des Quecksilbers und des Thalliums untersucht, die sich mit großer Intensität erhalten lassen. Diese wenigen Elemente haben überdies den Vorzug, mehrere verschiedene Typen magnetischer Zerlegung aufzuweisen.

Die Methoden, die ich zur Untersuchung des zirkular polarisierten Lichtes angewandt habe, werde ich in den Abschnitten 3—5 angeben. Einzelheiten über die Lichtquellen sind im Abschnitt 6 enthalten. Die Beobachtungen und die Schlußfolgerungen über den Hauptgegenstand dieser Arbeit bilden mit den Abschnitten 7—13 das Ende dieser Mitteilung.

3. Prüfung der Zirkular-Analysatoren.

Zur Untersuchung des zirkular polarisierten Lichtes der Komponenten verwendet man am einfachsten entweder Viertelwellenplatten oder das Fresnelsche Parallelepiped.

Das letztere Hilfsmittel hat den Vorzug, die notwendigen Bedingungen für einen großen Teil des Spektrums gleichzeitig zu erfüllen. Die Viertelwellenlängenplatten dagegen lassen sich nur für einen sehr begrenzten Teil des Spektrums auswählen. Man kann sie leicht für den beabsichtigten Zweck justieren, indem man Glimmerblättchen spaltet.

Die Interferenzfarbe, die sich zeigt, wenn man die Platte zwischen gekreuzten Nicols in parallelem Lichte anordnet, liefert ein Maß für die verursachte Verzögerung.

Da indessen die Beurteilung dieser Farbe stets mit einiger Schwierigkeit verbunden ist, so ist es, wenn man einigermaßen hohe Genauigkeit verlangt, vorteilhafter, das aus dem zweiten Nicol austretende Licht mit Hilfe eines Spektroskops zu analysieren. Das Ergebnis wird genauer, wenn man eine mäßig dünne Platte eines doppelbrechenden Kristalls mit dem Glimmerblättchen verbindet. Die einfache Theorie der dunklen Banden, die dann im Spektrum sichtbar sind, ist wohlbekannt und braucht hier nicht gegeben zu werden. Nach Fizeau und Foucault haben viele Physiker sie zur Messung von Phasendifferenzen benutzt[1]).

Eine parallel zur optischen Achse geschnittene Quarzplatte von ungefähr 2 mm Dicke liefert 18 Streifen zwischen der roten und der violetten Wasserstofflinie.

Diese Streifen sind am deutlichsten, wenn die Hauptschnitte des Nicols und des Glimmers unter einem Winkel von 45° geneigt sind.

Wenn man den Glimmer und die Quarzplatte so hintereinander schaltet, daß die Hauptschnitte einander entsprechen, so beobachtet man eine Verschiebung der Streifen in einem bestimmten Sinne, z. B. nach Rot hin.

1) Siehe u. a. Cornu, C. R. 125, 555. 1897. — Eclair. Electr. 13. 246. 1897.

Wenn man dann den Glimmer um 90° dreht, so erfolgt die Verschiebung nach Violett hin.

Der Betrag der gesamten beobachteten Verschiebung infolge der Vertauschung der beiden Stellungen des Glimmers läßt sich leicht messen. Das Verhältnis zwischen der Hälfte dieser Verschiebung und dem Abstande zweier aufeinanderfolgender Streifen ergibt die Phasendifferenz, die der Glimmer in dem betrachteten Spektralgebiet hervorruft.

König[1]) und Cornu[2]) haben die Verwendung einer doppelten Viertelwellenlängenplatte mit horizontaler Grenzlinie zwecks leichterer Beobachtung des longitudinalen Magneteffektes vorgeschlagen.

Ich selbst verwende oft Glimmerplatten derselben Art, die aber in drei Felder geteilt sind. Die Hauptschnitte der Felder und die horizontalen Grenzlinien sind unter einem Winkel von 45° geneigt.

Eine derartige dreifache Platte kann sich der Experimentator beinahe so leicht herstellen wie eine doppelte, während ihre Verwendung zu Messungen wegen der Symmetrie des Gesichtsfeldes eine einigermaßen höhere Genauigkeit zuläßt.

Wenn man entweder diese doppelten oder die dreifachen Glimmerplatten benutzt, so erhält man ohne weiteres die gesamte Verschiebung der Streifen, wenn man eine Quarzplatte hinzuschaltet und die Kombination zwischen gekreuzte Nicols bringt. Man entwirft mittels einer achromatischen Linse ein Bild der horizontalen Trennungslinien auf den Spalt eines Spektroskops.

In Fig. 1[3]) ist eine mit einer dreifachen Glimmerplatte gemachte photographische Aufnahme wiedergegeben. Die relative Verzögerung, welche der Glimmer bewirkt, beträgt eine Viertelwellenlänge, wenn der Abstand zweier Streifen in den Außenfeldern durch einen Streifen im Mittelfelde gerade halbiert wird.

Ein Vergleichsspektrum von $\lambda = 6561$ A.E. (H) bis $\lambda = 4078$ A.E. (Hg) ist gleichzeitig aufgenommen worden. Es tritt ganz klar zutage, wie sehr die Phasendifferenz im Glimmer von der Wellenlänge abhängt.

4. Der Fresnelsche Rhombus liefert bekanntlich zirkular polarisiertes Licht nach zwei totalen Reflexionen von unter einem Azimut von 45° polarisiertem Licht.

Diese Anordnung hat, wenn sie vollkommen ist, den Vorteil, zirkular polarisiertes Licht für sämtliche Farben des ganzen sichtbaren Spektrums zu liefern. Ich habe untersucht, wie weit der mir zur Verfügung stehende Rhombus die Erfordernisse erfüllte, die der Zweck, den ich im Auge hatte, bedingte.

Der Hauptzweck meiner Untersuchung verlangt eine recht nahe Annäherung an die idealen Verhältnisse. Aus diesem Grunde, sowie auch weil meines Wissens die schöne Fresnelsche Erfindung niemals nach dieser Methode der Interferenzstreifen untersucht worden ist, möge es mir verstattet sein, die Ergebnisse etwas eingehender zu behandeln, als ich sie sonst betrachtet haben würde.

Um auch mit dem Fresnelschen Rhombus zwei Felder zu erhalten, in denen die Streifen nach entgegengesetzter Richtung verschoben sind, muß man den Rhombus mit einer Doppelplatte verbinden. Ich benutzte eine Doppelplatte[1]), die aus einer parallel zur Achse geschnittenen 1,7 mm dicken Quarzplatte bestand. Diese Platte ist durch eine Linie in zwei Hälften geschnitten, die mit dem Hauptschnitt Winkel von 45° bildet; die eine Hälfte wird dann um eine zur Trennungslinie senkrechte Achse um 180° gedreht.

Fig. 2 wurde mit Hilfe dieser Platte und eines Rhombus erhalten, der viele Jahre alt war und zur Sammlung des Amsterdamer Laboratoriums gehörte. Die Abweichung von einem idealen Apparate tritt bei Betrachtung der Photographie sehr klar hervor. Die Messung ergibt, daß die Streifen gegen die Lage, die sie bei Anwendung eines genauen Viertelwellenlängenapparates einnehmen müßten, um einen Betrag verschoben sind, der im Rot nahezu 11 v. H. des Abstandes zwischen zwei aufeinanderfolgenden Streifen ausmacht. Im Grün und im Violett wird dieser Betrag 9 v. H. bzw. 16,5 v. H.

5. Viel geringere Abweichungen liefert ein kürzlich erhaltener Rhombus, wie eine Vergleichung der Photogramme 2 und 3 ohne weiteres lehrt.

Eine noch etwas größere Genauigkeit erhielt ich, als ich das Prisma des Spektroskops gegen eines mit größerer Dispersion auswechselte. Dann wurde es allerdings unmöglich, das ganze Spektrum mit einem Male zu photographieren. Die Fig. 4 und 5 wurden mit dem alten Fresnelschen Rhombus und der höheren Dispersion gewonnen. Bei Verwendung der letzteren Dispersion und des neuen Rhombus kann man ohne Messung kaum entscheiden, in welchem Sinne der Fehler in der Lage der beiden Streifensysteme gegeneinander verläuft (siehe Fig. 6 und 7). Die Abweichung eines Streifens in einem Felde

1) W. König, Wied. Ann. **63**, 268, 1897.
2) Cornu, a. a. O.
3) Die Figuren befinden sich auf Tafel I.

1) Vergl. Cornu, a. a. O.

von der Mitte zwischen zwei Streifen im andern überschreitet niemals 3,2 v. H. des Streifenabstandes. Die Abweichungen betragen im Rot, im Grün und im Violett 1,7 v. H., bzw. 2,6 v. H. und 3,2 v. H.

Angenommen, die in dieser Weise definierte Abweichung betrage p v. H., dann ist der entsprechende Phasenfehler $\frac{p}{200} \times 360^0 = 1{,}8\,p$ Grad. Im Grün ist p etwa 3 v. H., somit der Phasenfehler 5,4°. Ein Fehler von diesem Betrage bei der Phasendifferenz von 90°, die zwischen den beiden linearen Komponenten besteht, in die zirkular polarisiertes Licht zerlegt werden kann, hat, wie sich leicht dartun läßt, keinen Einfluß auf die im Abschnitt 7 zu beschreibenden Intensitätsmessungen.

Es möge vollkommen zirkular polarisiertes Licht auf den Rhombus auffallen. Dann läßt sich das Licht nach der Reflexion am Rhombus, die eine um einen kleinen Winkel δ verminderte oder vermehrte Verzögerung von 90° ergibt, durch

$$x = a\cos nt,$$
$$y = a\cos(nt \mp \delta)$$

darstellen. Daraus folgt:

$$x^2 - 2xy\cos\delta + y^2 = a^2\sin^2\delta.$$

Die Hauptachsen dieser Ellipse werden $\frac{1}{2}a\sqrt{2}\sin\delta$ und $a\sqrt{2}$, somit ihr Verhältnis $\frac{1}{2}\sin\delta$.

Wenn $\delta = 6^0$ ist, so wird $\frac{1}{2}\sin\delta = 0{,}0522$.

Die Intensität des Lichtes, das aus einem Nicol mit einer Schwingungsebene senkrecht zur großen Achse der Ellipse austritt, wird $0{,}0522^2 = 0{,}0027$.

Da die geringste Intensität, die sich unter unseren Versuchsbedingungen erkennen läßt, von der Größenordnung 0,01 sein wird, so vermag selbst ein doppelt und dreifach so großer Fehler wie der hier für den Fresnelschen Rhombus angenommene unsere Ergebnisse nicht zu stören.

6. Lichtquellen.

Als Lichtquellen dienten Vakuumröhren, die Natrium, Thallium oder Natrium enthielten und auf die erforderlichen Temperaturen erhitzt wurden. Die Röhren wurden mittels eines Induktoriums mit sehr schnellem Unterbrecher erregt.

Um die Helligkeit der Röhren möglichst stark zu machen, wurde der Strom im Induktorium allmählich bis auf den Höchstwert gesteigert, der gerade noch möglich war, ohne die Schmalheit der Spektrallinien zu beeinträchtigen.

Beim Natrium wurde die störende gesonderte Heizung der Röhre durch Einschlagen eines etwas veränderten Verfahrens vermieden. Quecksilberröhren verlangen nur eine vorläufige Erwärmung, denn wenn der Strom einmal eingeleitet ist, so genügt er, um die nötige Wärme zu liefern. Ich versuchte, etwas fein gepulvertes und zuvor erwärmtes Natriumchlorid mit dem Quecksilber zu mischen. Dann zeigte die Röhre außer den Quecksilberlinien die Natriumlinien mit außerordentlich großer Stärke. Häufig strahlen nur einige Teile der Kapillare; dann wurde der geeignete Teil ausgewählt. Bei den Versuchen mit Natrium wurde das Induktorium mit Wechselstrom betrieben; dabei war eine Höchststromstärke von 12 Ampere möglich, ehe das Arbeiten durch die Verbreiterung der Natriumlinien beträchtlich beeinträchtigt wurde.

7. Versuchsanordnung.

Ein paar Worte werden zur Beschreibung der Versuchsanordnung ausreichen.

Ich benutzte einen du Boisschen Elektromagnet mit einem durchbohrten Polschuh. Das parallel zur Feldrichtung ausgesandte und mittels einer achromatischen Linse parallel gemachte Licht durchsetzte den Fresnelschen Rhombus und darauf eine zweite achromatische Linse, welche ein Bild auf dem Spalt des Hilfsspektroskops erzeugt.

Diese vorläufige Zerlegung gestattet uns, eine bestimmte Spektrallinie auszuwählen, um sie mittels des Michelsonschen Stufenspektroskops näher zu untersuchen, das ich bei einer früheren Gelegenheit[1]) ausführlich beschrieben habe. Zwischen die zweite Linse und den Spalt des Hilfsspektroskops schaltete ich ein Nicolsches Prisma ein; dieses war auf einem Teilkreise befestigt, der die Drehung des Nicols in Graden angab.

Die Vorderfläche des Rhombus wurde genau senkrecht zum Strahlenbündel gestellt.

Die Einfallsebene des Fresnelschen Rhombus wurde bei den meisten Versuchen vertikal angeordnet. Bei einigen wenigen Beobachtungen wurde sie unter einem Azimut von 45° gegen die Horizontalebene eingestellt.

Im ersteren Falle stehen die austretenden linearen Schwingungen unter einem Winkel von 45° gegen eine Vertikallinie; im zweiten Falle sind sie entweder horizontal oder vertikal.

Das Verfahren ist sehr einfach. Der nahezu ideale Fresnelsche Rhombus verwandelt Licht vollkommen zirkular polarisierter Duplets in

[1]) P. Zeeman, Proc. Amsterdam, 30. November 1901, S. 247.

zwei zueinander senkrechte lineare Schwingungen. Mit Hilfe eines Nicols kann man entweder die eine oder die andere der Linien vollkommen auslöschen, vorausgesetzt, daß keine Spur gewöhnlichen Lichtes in den Doppellinien vorhanden ist.

Die Beobachtungen an den untersuchten Linien zeigen allerdings, daß dies der Fall sein muß. Der Wert des Ergebnisses hängt von der Empfindlichkeit der Methode ab.

Die Beobachtungen bestanden darin, die beiden Stellungen zu beiden Seiten der Auslöschungsstellung aufzusuchen, bei denen das Licht gerade noch mit Sicherheit zu erkennen war.

Wenn α der Winkel ist, um den das Nicol dann aus der Nullstellung gedreht ist, so stellt $J \sin^2 \alpha$ die Helligkeit des austretenden Lichtes dar, wo J die Intensität der linearen Schwingung ist.

Wir können sicher sein, daß die seitens einer der Komponenten ausgesandte Menge gewöhnlichen Lichtes kleiner als $J \sin^2 \alpha$ sein muß.

8. Ergebnisse.

Die Beobachtungen bestehen in der Bestimmung des Wertes von α für die verschiedenen Spektrallinien. Ich will die Ergebnisse nach den einzelnen Formen der Zerlegung bei Beobachtung senkrecht zur Feldrichtung anordnen.

Triplett. Quecksilber. $\lambda = 5791$ A.-E. Duplett parallel zur Feldrichtung: $\alpha = 7^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0144$. Die Beobachtung wird durch die Trabanten der Hauptlinien etwas behindert.

Triplett. $\lambda = 5771$ A.-E.; Duplett in der Feldrichtung.

In äußerst starken Feldern wird jede Komponente in drei Linien aufgelöst. Diese Feldstärke wurde nicht erreicht.

$\alpha = 5^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0076$.

Quartett. Natrium. $\lambda = 5896$ A.-E.; Duplett in der Feldrichtung.

$\alpha = 5^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0076$.

Sextett. Natrium. $\lambda = 5890$ A.-E.; Quartett in der Feldrichtung.

$\alpha = 6^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0108$.

Nonett. Quecksilber. $\lambda = 5461$ A.-E.; starke grüne Quecksilberlinie, Sextett in der Feldrichtung.

$\alpha = 5^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0076$.

Sextett. Thallium. $\lambda = 5351$ A.-E.; Quartett in der Feldrichtung.

$\alpha = 8^0$, $\sin^2 \alpha = 0{,}0196$.

Vermutlich läßt sich bei Verwendung einer geeigneteren Thalliumröhre eine tiefere Grenze erreichen.

9. Einfluß von Reflexionen an den Wänden der Vakuumröhren.

Im Verlaufe der Untersuchung verwandte ich verschiedene Quecksilberröhren. Bei einer von diesen hatte ich Gelegenheit, eine Beobachtung zu wiederholen, die ich bei einer früheren Gelegenheit[1]) unter sehr viel ungünstigeren Verhältnissen gemacht hatte. Ich will einige Einzelheiten für einen Fall einfacher magnetischer Zerlegung geben.

Die gelben Quecksilberlinien spalten sich in zwei Komponenten, wenn man das Licht parallel zur Feldrichtung untersucht. Als ich in der letztgenannten Richtung beobachtete und eine neue Röhre benutzte, war ich überrascht, die gelbe Linie in Tripletts zerlegt zu sehen, deren drei Komponenten von gleicher Intensität waren. Die Einfallsebene des Rhombus stand bei dieser Beobachtung vertikal. Die Intensität der Mittellinie des Tripletts war ein Maximum, wenn die Schwingungsebene des Nicols horizontal lag, und null, wenn sie vertikal stand. Die Mittellinie ist anscheinend linear polarisiert. An einer Figur kann man leicht erkennen, daß diese Mittellinie vom Licht herrühren dürfte, das nahezu rechtwinkelig zur Feldrichtung ausgesandt worden ist und nach ein- oder zweimaliger Reflexion an der Innenfläche der Kapillaren in Richtung der Achse des Elektromagnets austritt.

Anscheinend in der Richtung der Achse sieht man ein zirkular polarisiertes Duplett über ein Triplett mit linearer Polarisation übergelagert. Bei der angegebenen Stellung des Fresnelschen Rhombus muß unter einem Azimut des Nicols von 45^0 eine der Komponenten des Dupletts, und nach einer Drehung von 135^0 die andere Komponente verschwinden; dann muß indessen die vertikale Komponente des reflektierten Tripletts noch mit halber Intensität sichtbar bleiben, weil der Hauptschnitt des Nicols in dem betrachteten Falle einen Winkel von 45^0 mit der Vertikalen bildet. Die äußeren Komponenten der gelben Quecksilbertripletts haben nur ungefähr die halbe Intensität der mittleren Komponente; mithin verbleibt, in der Intensität dieser letzteren ausgedrückt, für die vertikalen Schwingungen nur $^1/_4$. Die Beobachtung bestätigt dies vollauf.

Wenn man den Fresnelschen Rhombus in eine solche Stellung bringt, daß die Einfallsebene mit der Horizontalebene einen Winkel von 45^0 bildet, so steht zu erwarten, daß die mittlere Komponente zirkulare Polarisation zeigt.

1) Zeeman, Proc. Amsterdam, 29. Februar 1908, S. 573. — Lohmann, Diss. Halle, 1907, S. 62.

Das wurde durch die Beobachtung gleichfalls bestätigt, ebenso wie weitere in dem gegenwärtig betrachteten Fall zu ziehende Schlüsse.

Ich darf wohl erwähnen, daß die mittlere Komponente bei der Quecksilberlinie 5790 A.E. eine asymmetrische Lage hat, dagegen bei der Linie 5771 A.E. eine symmetrische. Das entspricht durchaus der Beobachtung in einer Richtung senkrecht zu den Kraftlinien[1].

Die beschriebenen Erscheinungen, soweit sie von dem reflektierten Lichte herrühren, sind für gewöhnlich nur eben noch erkennbar, weil die Lichtintensität sehr gering ist. Die bei den letztgenannten Beobachtungen benutzte Kapillare hatte eine weite Bohrung. Bei feineren Kapillaren werden die Intensitäten der reflektierten Komponenten beträchtlich schwächer.

Der Durchmesser des leuchtenden Fadens, der das intensivste Licht aussendet und sichtbar ist, während die Röhre magnetischen Kräften ausgesetzt ist, hat vermutlich ebensoviel Einfluß auf die Bestimmung der Intensität der betrachteten Reflexionserscheinungen wie die Weite der Kapillaren. Die Ergebnisse des achten Abschnittes wurden mit Röhren gewonnen, die nur schwache Störungen durch reflektiertes Licht zeigten.

10. Die mittlere Komponente schien bei ein oder zwei Versuchen nur nahezu ebene Polarisation aufzuweisen. Der Grund für die sehr geringe Elliptizität des reflektierten Lichtes könnte vielleicht in der elliptischen Polarisation zu suchen sein, die Voigt für den Fall vorausgesagt hat, daß Licht in einer zur Richtung der Kraftlinien geneigten Richtung ausgesandt wird.

Solches ausgesandte Licht trägt unzweifelhaft zur Verstärkung der beobachteten Mittelkomponente bei.

Ferner könnte auch eine etwas fehlerhafte Stellung des Fresnelschen Rhombus für eine geringe Elliptizität der Polarisation verantwortlich gemacht werden. Vorläufig bedarf es neuer Versuche, um die vorausgesagte elliptische Polarisation als tatsächlich erwiesen betrachten zu können. Bei meinen vorliegenden Beobachtungen dürfte vielleicht nur eine allererste Spur des Effektes entsprechen.

11. Ehe wir diesen Gegenstand, die Reflexionen an der Röhre, verlassen, wollen wir einen Punkt etwas eingehender betrachten. Ist es möglich, daß das zirkular polarisierte Licht der Komponente des Dupletts, das in der ursprünglichen Richtung zurückreflektiert wird, die Ränder des beobachteten Effektes stören kann?

[1] Zeeman, Proc. Amsterdam, 30. November 1907.

Dasselbe Elektron, welches rechtsläufig zirkular polarisiertes Licht in der Richtung der Kraftlinien aussendet, die, wie wir annehmen wollen, auf uns zulaufen, sendet in der entgegengesetzten Richtung linksläufig zirkular polarisiertes Licht von derselben Periode aus. Durch Reflexion wird jedoch der Sinn der Zirkularpolarisation umgekehrt; infolgedessen tritt sowohl der direkte wie der reflektierte Strahl rechtsläufig zirkular polarisiert in das Auge. Der einzige Effekt ist eine Intensitätszunahme der Komponenten des Dupletts. Es läßt sich leicht zeigen, daß auch vielfache Reflexion an den senkrecht zur Feldrichtung stehenden Teilen der Kapillarwand nur die Intensität beeinflussen wird.

12. Versuche mit Absorptionslinien.

Ich habe auch einige Versuche über die Empfindlichkeit des umgekehrten Effektes angestellt, bei denen eine Natriumflamme zwischen den durchbohrten Polen eines großen du Boisschen Elektromagnets angeordnet war und von dem weißen Lichte einer Bogenlampe durchstrahlt wurde. Ein großes Rowlandsches Konkavgitter diente zur Analyse des Lichtes. Das Rowlandsche Gitter kann zur Untersuchung des umgekehrten Magneteffektes dienen, weil die Helligkeit der Bogenlampe die schwache Reflexion seitens des Gitters reichlich aufhebt.

Eine Doppelviertellängenwellenplatte und ein Nicolsches Prisma werden von dem Strahlenbündel durchlaufen. Mit Hilfe des montierten Nicols kann die rechtsläufig zirkular polarisierte Komponente in einen, die linksläufig polarisierte im anderen Teile des Feldes vollkommen schwarz gemacht werden. Die entsprechende Stellung des Nicols nennen wir die Nullstellung. In dieser Stellung ist an den Stellen der übrigen Komponenten nicht die geringste Spur von Absorption zu sehen, sie erscheinen erst nach einer erheblichen Drehung des Nicols. Die Stellungen des Nicols zu beiden Seiten der Nullstellung, bei denen die Absorptionslinien zuerst erkennbar waren, wurden aufgesucht. Die erste Spur der Linien wurde erst nach einer Drehung aus der Nullstellung um 20° sichtbar. Wir folgern daher, daß die Absorption bereits beträchtlich sein muß, ehe sie wahrnehmbar wird, und daß gewöhnliches Licht in den Komponenten des Dupletts leichter durch Beobachtungen des direkten Effektes erkannt werden kann.

13. Schlußfolgerungen.

Ich glaube, durch die beschriebenen Versuche erwiesen zu haben:

1. daß wir bis zum Beweise des Gegenteils annehmen müssen, daß bei Linienspektren die verschobenen[1]) Komponenten magnetisch aufgespaltener Linien parallel zu den Kraftlinien vollkommen zirkular polarisiertes Licht aussenden;

2. daß der Betrag an gewöhnlichem Licht der etwa zugleich mit dem zirkular polarisierten Lichte ausgesandt werden konnte, für mehrere Spektrallinien weniger als 1 v. H. der gesamten Intensität der Spektrallinie ausmacht.

In dem Maße als die Lichtstärke der benutzten Apparate (Rowlandsches Gitter, später Michelsonsches Stufengitter) zugenommen hat, hat der etwa vorhandene Prozentgehalt an gewöhnlichem Licht abgenommen.

Wir müssen schließen, daß die Bahnen der äquivalenten Elektronen in Ebenen senkrecht zur Richtung der magnetischen Kraft mit großer Annäherung Kreise sind. Elliptische Bahnen mit willkürlicher Verteilung in Ebenen senkrecht zur Feldrichtung brauchen wir uns zur Darstellung der Erscheinungen nicht zu denken.

Mit dem Gegenstande dieser Arbeit stehen die neuesten Untersuchungen von Jean Becquerel[2]), H. du Bois und J. Elias[3]) und A. Dufour[4]) in ziemlich engem Zusammenhang. Dufour erhielt verschiedene neue Ergebnisse bezüglich der Emissionsbandenspektren der Fluor- und Chlorverbindungen der Erdalkalimetalle, die in einem Magnetfelde strahlten; in einigen Fällen beobachtete er auch unvollkommene Zirkularpolarisation. Nach J. Becquerel und H. du Bois und Elias zeigen einige Absorptionsbanden in einem longitudinalen Magnetfelde gleichfalls unvollkommene Zirkularpolarisation. J. Becquerel[5]) hat jedoch kürzlich dargetan, daß bei Xenotim und Tysonit der Verbindungen der seltenen Erden keine wirkliche unvollkommene Polarisation vorliegt, sondern daß unter der Wirkung des Magnetfeldes außer den Hauptkomponenten noch andere von ein wenig [illegible] Wellenlänge auftreten, welche eine Polarisation aufweisen, die jener der Hauptkomponenten entgegengesetzt ist.

(Nach Proc. Roy. Acad. Amsterdam, [illegible] aus dem Englischen übersetzt von Max [illegible])

(Eingegangen 13. Dezember [illegible])

1) Ich spreche ausdrücklich von verschobenen Komponenten, um eine Komponente auszuschließen, welche dieselbe Lage hat wie die unveränderte Linie. Die Gruppen entgegengesetzt zirkular polarisierter Komponenten haben dann eine Mittellinie gemeinsam, die unpolarisiert sein muß. Die Quintette $\lambda = 3788.01$ Å.-E. und $\lambda = 3743.45$ Å.-E. im Eisenspektrum, die von H. Becquerel und Deslandres untersucht und kürzlich im Amsterdamer Institut von Frau van Bilderbeck gemessen worden sind, liefern Beispiele dieser Art. (Zusatz der englischen und deutschen Übersetzung.)

2) Jean Becquerel, C. R. **145**, 413, 1907. — Diese Zeitschr. **8**, 929, 1907; **9**, 91, 1908.

3) H. du Bois u. J. Elias, Ann. d. Phys. **27**, 233, 1908.

4) A. Dufour, C. R. **146**, 118, 220, 1908. — Journ. de Phys., April 1909. — Diese Zeitschr. **10**, 124, 1909.

5) Jean Becquerel, Proc. Amsterdam, Juni 1909. S. 140. Contribution à la connaissance du phénomène de Zeeman dans les cristaux. — Siehe auch Leiden communications, Suppl. Nr. 20.

Über die Zahl der von der Aktinium- und Thoriumemanation ausgesandten α-Teilchen.

Von H. Geiger und E. Marsden.

Herr Bronson[1]) hat kürzlich einige Versuche beschrieben, in denen er die α-Strahlenaktivität der Thorium- und Aktiniumemanation vergleicht mit der Aktivität des entsprechenden aktiven Niederschlags. Was Aktinium anlangt, so ist bekannt, daß die Emanation unter Aussendung von α-Strahlen in Aktinium *A* zerfällt. Aktinium *A* verwandelt sich in Aktinium *B* und dieses, wieder unter Aussendung von α-Strahlen, in Aktinium *C*. Eine Reihe von Berechnungen basieten nun auf der Annahme, daß der Zerfall eines Atomes unter Aussendung eines einzigen α-Teilchens vor sich geht, falls überhaupt eine α-Strahlenaktivität vorhanden ist. Wenn man daher von der verschiedenen Reichweite der α-Strahlen absieht, müßte die Ionisation, die von den α-Strahlen der Aktiniumemanation herrührt, ebenso groß sein wie die, die von der äquivalenten Menge des aktiven Niederschlags herrührt.

Bronsons Messungen ergaben jedoch ein wesentlich anderes Resultat. Es zeigte sich, daß das Verhältnis $\frac{\text{Aktivität der Emanation}}{\text{Aktivität des Niederschlags}}$ nicht den Wert 1, wie nach dem Obigen zu erwarten war, besaß, sondern ungefähr den Wert 2.

Ein ähnliches Resultat ergab sich bei Thorium. Da hier der aktive Niederschlag zwei Produkte (*B* und *C*) enthält, die α-Strahlen aussenden, so war zu erwarten, daß das Verhältnis

$$\frac{\text{Aktivität der Emanation}}{\text{Aktivität des Niederschlags}}$$

den Wert $\frac{1}{2}$ besitzt. Das Experiment führte jedoch auch hier auf den Wert 2.

In der Diskussion dieser überraschenden und interessanten Resultate hebt Herr Bronson zwei Erklärungsmöglichkeiten hervor. Man könnte vermuten, daß die Aktinium- und Thoriumemanationen komplexer Natur sind und aus zwei bzw. vier α-Strahlenprodukten bestünden. Das würde erklären, warum in beiden Fällen der Wert 2 für das Verhältnis der Aktivitäten ge-

1) Phil. Mag. **18**, 291, 1908.

funden wurde. Gegen diese Erklärung spricht allerdings, daß im allgemeinen die α-Strahlen von verschiedenen Produkten durch verschiedene Reichweiten charakterisiert sind. Herr Hahn[1]) hat jedoch bei seinen Messungen über die Reichweiten der α-Strahlen dieser Produkte irgendwelche Unterschiede nicht gefunden.

Die zweite und wohl einfachere Erklärungsweise ist nach Bronson die folgende: Ein Atom der Aktiniumemanation sendet beim Zerfall zweimal so viele α-Teilchen aus als ein Atom des aktiven Niederschlags, und ein Atom der Thoriumemanation sendet viermal so viele α-Teilchen aus als ein Atom des aktiven Niederschlags.

Die Frage, ob es wirklich radioaktive Produkte gibt, die beim Zerfall mehr als ein α-Teilchen aussenden, ist von großer Bedeutung. Wir haben auf gütige Anregung von Herrn Professor Rutherford hin eine direkte Zählung der von den Emanationen und aktiven Niederschlägen ausgesandten α-Teilchen vermittelst der Szintillationsmethode ausgeführt und wir wollen im folgenden hierüber berichten.

Die Versuchsanordnung ist aus Fig. 1 ersichtlich. Der innere Teil A des etwa 3 cm

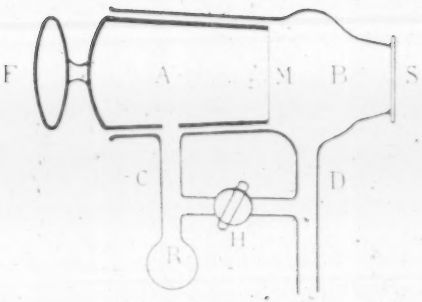


Fig. 1.

weiten Glasrohres F war durch ein sehr dünnes Glimmerblatt M begrenzt gegen den Raum B hin, abgeschlossen. Vermittelst der seitlichen Glasansätze C und D konnten die Räume A und B gleichzeitig luftleer gepumpt werden. Die kleine Kugel K enthielt eine geringe Quantität Aktinium oder Thorium. Die Emanation dieser Substanzen konnte in den Innenraum A des Rohres F diffundieren, während bei geschlossenem Hahn H der Raum B frei von aktivem Stoffe blieb. Nach Verlauf einer gewissen Zeit ist die Emanation innerhalb A im Gleichgewicht mit dem sich bildenden aktiven Niederschlag. Sobald dieser Gleichgewichtszustand erreicht war, wurden mit einem geeigneten Mikroskop die auf dem Zinksulfidschirm S erzeugten Szintillationen gezählt. Diese Szintillationen rührten sowohl von den α-Teilchen der Emanation wie von denen des aktiven Niederschlags her. Wenn die Zahl der pro mm² und Minute erzeugten Szintillationen mit genügender Genauigkeit bestimmt war, wurde der Hahn F gedreht, so daß keine Emanation mehr in seinen Innenraum A eintreten konnte. Nach Verlauf einer entsprechenden Zeit ist die in A zurückgebliebene Emanation zerfallen und die auf dem Schirme erzeugten Szintillationen rühren vom aktiven Niederschlag allein her. Es wurde nun wieder die Zahl der pro mm² und Minute auftretenden Szintillationen bestimmt. Bei den Versuchen mit Aktinium mußten diese so erhaltenen Zahlen wegen des raschen Zerfalls des aktiven Niederschlages entsprechend korrigiert werden. Die folgende Tabelle enthält je zwei Beispiele für Aktinium und Thorium.

	Zahl der pro mm² und Minute beobachteten Szintillationen	
	Emanation + aktiver Niederschlag	aktiver Niederschlag allein
Aktinium:		
Versuch 1 . .	84,0	26,0
Versuch 2 . .	39,0	12,7
Thorium:		
Versuch 1 . .	41,5	13,9
Versuch 2 . .	19,0	6,0

Man ersieht, daß in beiden Fällen die Zahl der von der Emanation + aktivem Niederschlag herrührenden Szintillationen innerhalb der Fehlergrenze dreimal so groß ist als die Zahl der Szintillationen, die man von dem aktiven Niederschlag allein erhält. Das heißt also, daß von der Aktiniumemanation zwei α-Teilchen und von der Thoriumemanation vier α-Teilchen beim Zerfall eines Atoms ausgesandt werden, vorausgesetzt, daß Aktinium B bzw. Thorium B und Thorium C nur je ein α-Teilchen aussenden. Damit haben die Resultate von Bronson in direkter Weise eine völlige Bestätigung gefunden.

Es ist allerdings immer noch die Frage offen, ob die beiden Emanationen wirklich zwei bzw. vier α-Teilchen zu gleicher Zeit aussenden oder ob nicht diese Emanationen doch komplexer Natur sind. Eine Entscheidung der Frage ließe sich vielleicht dadurch herbeiführen, daß man die sogenannten Schweidlerschen Schwankungen[1]) für diese Emanationen mißt. Wie leicht ersichtlich, würden diese Schwankungen

1. Zusammenfassender Bericht: E. Meyer, Jahrb. d. Rad. u. Elektr. 5, 425, 1908.

relativ groß sein, wenn immer gleichzeitig zwei bzw. vier α-Teilchen das Atom verließen. Dagegen würde man den normalen Wert der Schwankungen beobachten, falls die α-Teilchen nacheinander von den etwa vorhandenen Teilprodukten der Emanationen ausgesandt würden. Die experimentellen Schwierigkeiten einer derartigen Untersuchung würden allerdings in Anbetracht der kurzen Lebensdauer der Emanationen wohl beträchtlich sein.

Wir haben die Frage unter Verwendung einer Beobachtungsmethode zu entscheiden versucht, von der wir hofften, daß sie uns ein direktes Bild geben möchte von der Art und Weise, in der der Zerfall der Aktinium- und Thoriumemanation vor sich geht. Man denke sich zwei Zinksulfidschirme, die parallel zueinander in einem äußerst geringen Abstand befestigt sind. Befindet sich zwischen diesen beiden Schirmen ein radioaktiver Stoff, so wird jedes davon ausgesandte α-Teilchen auf den einen oder den andern der beiden Schirme auftreffen. Nun ist von verschiedenen Seiten gezeigt worden, daß nahezu jedes α-Teilchen eine Szintillation erzeugt[1]). Unter Verwendung von geeigneten Beobachtungsmitteln wird es daher auch gelingen, nahezu sämtliche α-Teilchen, wie sie von einem aktiven Stoff nach allen Richtungen hin ausgesandt werden, zu beobachten. Wir sind damit in der Lage zu entscheiden, ob die Atome einzelner aktiver Produkte zwei oder mehr α-Teilchen zu gleicher Zeit beim Zerfall aussenden; auch wird es möglich sein, etwa rasch aufeinanderfolgende α-Strahlenprodukte als solche zu erkennen.

Diese hier kurz angedeutete Methode ließ sich in folgender Weise experimentell verwirklichen. S_1 und S_2 der Fig. 2 sind die beiden

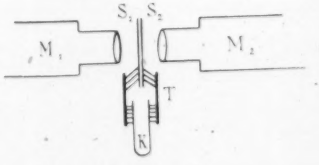


Fig. 2.

parallelen Zinksulfidschirme. Zwei Mikroskope M_1 und M_2 von geeigneter Konstruktion waren derartig auf die Schirme eingestellt, daß in beiden genau gegenüberliegende Teile von S_1 und S_2 sichtbar waren. Zwischen die beiden Schirme war eine Aluminiumfolie eingeschaltet. Diese wurde von den α-Strahlen leicht durchdrungen, sie verhinderte aber, daß Szintillationen, die etwa an Schirm S_1 auftraten, auch im Mikroskop M_2 sichtbar waren. Durch jedes Mikroskop konnten 3,2 mm² des zugehörigen Schirmes beobachtet werden. Die beiden Schirme waren mit leichtem Druck gegeneinander gepreßt und dann derartig in das Glasrohr T eingekittet, daß die Emanation von dem im Röhrchen K befindlichen aktiven Stoff in den noch zwischen den Schirmen vorhandenen geringen Zwischenraum hineindiffundieren konnte.

Die Szintillationen, die von den beiden Beobachtern während des Verlaufs von einigen Minuten an den entsprechenden Schirmen S_1 und S_2 gesehen wurden, wurden vermittelst zweier elektromagnetisch betätigter Schreibhebel auf denselben Papierstreifen eines Chronographen nebeneinander registriert. Die Geschwindigkeit des Papierstreifens betrug bei den meisten Versuchen 0,5 cm pro Sekunde. Die nachträgliche Analyse ließ erkennen, welcher Prozentsatz von Szintillationen in Paaren bzw. in rascher Aufeinanderfolge aufgetreten war.

Aktiniumemanation. Die Beobachtung der α-Strahlen der Aktiniumemanation führte zu dem erwarteten Resultat. Es traten häufig zwei Szintillationen gleichzeitig, aber doch deutlich getrennt an demselben Schirme auf und noch häufiger zeigte es sich, daß, wenn an einem Schirm eine Szintillation beobachtet wurde, gleichzeitig auch an dem andern Schirme eine Szintillation auftrat. Auch konnte festgestellt werden, daß diese Doppelszintillationen nahezu ausnahmslos an solchen Stellen von S_1 und S_2 auftraten, die einander genau gegenüber lagen. Die beschriebenen Erscheinungen zeigten sich auch dann, wenn im Mittel nur eine Szintillation pro Minute an einem Schirm sichtbar wurde. Die Wahrscheinlichkeit eines rein zufälligen, zeitlichen und örtlichen Zusammentreffens zweier Szintillationen ist in diesem Falle äußerst gering. In der umstehenden Tabelle sind unter Versuch 1—4 einige Beispiele für Aktiniumemanation gegeben. Da aus der Emanation sich verhältnismäßig rasch der aktive Niederschlag bildet, so rührte bei allen Versuchen ein Teil der beobachteten Szintillationen von den α-Teilchen dieses Niederschlags her. Im Falle des Gleichgewichtes zwischen Emanation und aktivem Niederschlag sollten 67 Proz. der Gesamtzahl der Szintillationen als Paare auftreten, falls die Emanation zwei α-Teilchen gleichzeitig aussendet. Man kann jedoch nicht erwarten, diesen Prozentsatz experimentell zu finden, da aus verschiedenen Gründen einzelne Szintillationen nicht zur Beobachtung gelangen können. Da das Gesichtsfeld begrenzt

1) E. Regener, Verh. d. D. phys. Ges. **10**, 78, 1908; E. Rutherford u. H. Geiger, Proc. Roy. Soc. A. **81**, 141, 1908; E. Regener, Sitzungsber. d. k. preußischen Akad. d. Wissenschaften **38**, 948, 1909.

1	2	3	4	5	6	7
Nummer des Versuches	Aktive Substanz	Zahl aller beobachteten Szintillationen	Zahl der Szintillationen an einem Schirme pro Minute	Zahl paarweise auftretender Szintillationen: beide Szintillationen gleichzeitig an demselben Schirm S_1 oder S_2	Zahl paarweise auftretender Szintillationen: je eine Szintillation gleichzeitig an beiden Schirmen S_1 und S_2	Prozentsatz der paarweise auftretenden Szintillationen
1	Aktiniumemanation + 10 Proz. des aktiven Niederschlags	100	4,8	12	23	66 Proz.
2	Aktiniumemanation + 25 Proz. des aktiven Niederschlags	554	7,0	61	118	95 „
3	Aktiniumemanation + 40 Proz. des aktiven Niederschlags	150	1,0	14	32	59 „
4	Aktiniumemanation + aktiver Niederschlag im Gleichgewicht	818	4,7	75	142	53 „
5	Aktiver Niederschlag der Aktiniumemanation allein	472	0,8	9	14	10 „
6	Aktiver Niederschlag der Aktiniumemanation allein	735	2,5	3	9	10 „
7	Radiumemanation + aktiver Niederschlag	812	7,8	0	9	2,2 „
8	Radiumemanation + aktiver Niederschlag	102	1,1	0	2	4 „
9	Polonium	350	30	1	2	0,8 „

ist, wird manchmal der Fall eintreten, daß die eine Szintillation eines Paares gerade noch an der Grenze beobachtet wird, während die zweite außerhalb des Gesichtsfeldes fällt. Auch infolge der Inhomogenität der Zinksulfidschirme und der Schwierigkeit der Beobachtung, wenn die Zahl pro Minute sehr klein ist, wird die Zahl der beobachteten Szintillationspaare zu gering ausfallen. Daß im besonderen die Zahl der an derselben Schirm beobachteten Paare (Spalte 5) klein ist, wird wohl daher rühren, daß manche dieser Paare nicht genügend getrennt waren, um als doppelt erkannt zu werden. Zieht man alle diese Punkte in Betracht, so muß das experimentelle Resultat von 53 Proz. Szintillationspaaren anstatt 66 Proz. als befriedigend angesehen werden. Wir müssen allerdings hier erwähnen, daß auch für den aktiven Niederschlag von Aktiniumemanation allein eine beträchtlich größere Zahl von Szintillationspaaren gefunden wurde, als man nach der Wahrscheinlichkeitsberechnung erwarten sollte (siehe Versuch 5 und 6). Ein Grund hierfür ist zunächst nicht zu ersehen, doch hoffen wir, diesen Punkt durch weitere Versuche aufklären zu können.

Bei der Untersuchung der Aktiniumemanation haben wir so gut wie niemals zwei Szintillationen in sehr rascher Aufeinanderfolge an derselben Stelle des Gesichtsfeldes beobachtet. Eine derartige Erscheinung müßte sich zeitweilig zeigen, wenn die beiden α-Teilchen nacheinander von [illegible] Produkten ausgeschleudert würden. Es erscheint also in hohem Grade wahrscheinlich, daß ein Atom der Aktiniumemanation zwei α-Teilchen zu gleicher Zeit beim Zerfall aussendet. Sollte aber doch ein Zwischenprodukt vorhanden sein, so müßte dessen mittlere Lebensdauer unter $^1/_{10}$ Sekunde liegen.

Radiumemanation. Zum Vergleich wurden einige Versuche mit Radiumemanation im Gleichgewicht mit dem aktiven Niederschlag ausgeführt. Hier zeigte sich nur eine ganz geringe Zahl von Szintillationspaaren, wie zu erwarten war. Die Tabelle enthält unter Nr. 7 und 8 zwei Beispiele. (Versuch 9 zeigt einige Zählungen an Polonium, das auf einer Aluminiumfolie niedergeschlagen war, die dann zwischen die beiden Schirme gebracht wurde. Auch hier zeigten sich kaum einige Szintillationspaare.)

Thoriumemanation. Die Untersuchung der Thoriumemanation ergab ein wesentlich anderes Bild als die der Aktiniumemanation. Dadurch, daß hier vier α-Teilchen Rechnung zu tragen ist, sind die Verhältnisse ziemlich kompliziert und es ist uns bis jetzt eine völlige Klärung noch nicht gelungen. Mit Sicherheit konnte jedoch bereits festgestellt werden, daß diese vier α-Teilchen nicht gleichzeitig ausgeschleudert werden. Es zeigten sich vielmehr Szintillationen in rascher Aufeinanderfolge an benachbarten Stellen des Gesichtsfeldes, was nach dem Obigen auf ein rasch zerfallendes α-Strahlenprodukt schließen läßt. Das Zeitintervall, durch das die beiden Szintillationen

voneinander getrennt waren, schwankte zwischen einer nicht schätzbaren kurzen Zeit und etwa einer halben Sekunde. Derartige Szintillationen in rascher Aufeinanderfolge zeigten sich auch dann, wenn die pro Minute beobachtete Zahl von Szintillationen äußerst gering war, so daß die Wahrscheinlichkeit eines zufälligen zeitlichen und örtlichen Zusammentreffens zweier Szintillationen verschwindend klein ist. Es erscheint damit die Existenz von mindestens einem α-Strahlenprodukt in der Thoriumemanationsgruppe von mittlerer Lebensdauer von etwa $^1/_2$ Sekunde erwiesen.

Manchester, Oktober 1909. Physikalisches Institut der Universität.

(Eingegangen 14. November 1909.)

Die Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit in Helium. (Absorption of cathode rays of different velocity by helium).

Von James Robinson.

Messungen, aus denen die Abhängigkeit der Absorption der Kathodenstrahlen seitens verschiedener Gase von der Geschwindigkeit der Strahlen hervorgeht, sind von Lenard[1] und von Robinson[2] angestellt worden. Beide Forscher erhielten dasselbe allgemeine Ergebnis, daß mit abnehmender Geschwindigkeit der Strahlen die Absorption seitens eines Gases zunimmt, bis gegebenen Falles bei einer gewissen geringen Geschwindigkeit der Strahlen ein Höchstwert der Absorption erreicht wird, der dann bei weiterer Abnahme der Geschwindigkeit der Strahlen erhalten bleibt. Beide Forscher fanden weiter, daß der Wasserstoff charakteristisch ist und sich anormal verhält. Der Grenzwert der Geschwindigkeit wird bei diesem Gase plötzlicher erreicht und ist größer als bei den übrigen untersuchten Gasen. Es erschien daher ratsam, die Versuche mit Helium zu wiederholen.

Ich benutzte bei der vorliegenden Untersuchung dieselbe Apparatur, die ich in der oben genannten Arbeit angewendet habe, und verweise daher den Leser wegen der Einzelheiten des Versuches auf die genannte Arbeit.

Die Kathodenstrahlen wurden durch das Auftreffen ultravioletten Lichtes auf eine Zinkelektrode erzeugt, und ihre Geschwindigkeit wurde durch Aufladen dieser Elektrode auf verschiedene Potentiale variiert, wobei ein ihr gegenüberstehendes Drahtnetz von 1 mm Maschenweite und 0,05 mm Drahtdicke auf dem Potential Null gehalten wurde.

Das Helium wurde von Max Frères in Paris bezogen. Um es aus der zugeschmolzenen Röhre, in der ich es erhielt, in die Versuchsröhre überzuführen, benutzte ich folgendes Verfahren (siehe Fig. 1). K ist die Röhre,

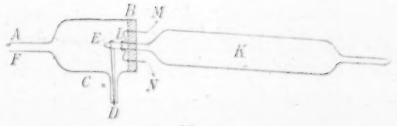


Fig. 1.

die mir von der Firma Max Frères gesandt worden war. Das dünne Ende dieser Röhre wurde bei L ringsum eingeritzt. Dann wurde ein Apparat ABC aus Glas geblasen. Dieser bestand aus einer weiteren Röhre BC und einer engeren Röhre A, sowie einem seitlichen Ansatzrohr D. Ich nahm einen Korkstopfen, der das Ende der weiteren Röhre verschloß, und bohrte durch ihn ein Loch, in welches das dünne Ende der Heliumröhre gerade paßte. Um dieses dünne Röhrenende legte ich an der Stelle, wo sie geritzt worden war, einen dünnen Draht einmal herum. Dieser Draht wurde von dicken Zuleitungen gehalten, die durch den Korkstopfen hindurchführten. Dann wurde der Korkstopfen B mit Siegellack überzogen, so daß er luftdicht schloß. Ein Gummiband wurde rund um das Ende der Röhre F gelegt und mit Siegellack in dem seitlichen Ansatzrohr D befestigt, so daß es auf die Röhre E einen Zug ausübte. Die Röhre A wurde an das Versuchsrohr angeblasen und ausgepumpt. Es wurde für Herstellung eines guten Vakuums durch Absorbieren der letzten Spuren von Luft mittels Holzkohle Sorge getragen, die durch flüssige Luft gekühlt wurde. Dann wurde ein Strom von etwa 6 Ampere durch den Draht MN gesandt, wobei die Röhre an der Stelle sprang, wo der Draht um sie herumführte. Die Spannung des Gummibandes gewährleistete das Abbrechen der Röhre, und auf diese Weise trat etwas von dem Helium in den Hauptapparat über. Darauf wurde die Röhre A bei F abgeschmolzen, so daß das Helium in der Röhre ABK zu späterer Verwendung aufbewahrt werden konnte.

Während der Ausführung der Versuche wurde das Rohr mit der Holzkohle dauernd durch flüssige Luft kühl gehalten. Um ein Vakuum zu erzielen, mußte das Helium ausgepumpt werden. Holzkohle absorbiert bei der Temperatur der flüssigen Luft natürlich He-

1) Lenard, Ann. d. Phys. (4) **12**, 714, 1903.
2) Robinson, Inaug.-Diss., Göttingen, 1909.

lium nicht, und es ergab sich, daß sich der Druck in der Röhre, wie er an einem McLeod-Manometer gemessen wurde, während des ganzen Verlaufs des Versuchs durchaus nicht merklich veränderte.

Das Helium wurde spektroskopisch untersucht und wies keine Anzeichen irgendwelcher Verunreinigungen außer Quecksilberdampf auf. Dieser machte keinen Unterschied[1], denn der Quecksilberdampf war stets vorhanden, sowohl während der Messungen mit als auch während jener ohne Helium. Dem Quecksilberdampf wurde nicht genügend Zeit zu vollständiger Abkühlung gelassen, denn dieser Vorgang nimmt ein paar Tage in Anspruch.

Die Ergebnisse hinsichtlich der Absorption von Kathodenstrahlen verschiedener Geschwindigkeit durch Helium sind in der folgenden Tabelle mitgeteilt:

Elektrodenpotential	Abstand des Faradaykäfigs von der Elektrode	Druck in mm Hg	Absorptionskoeffizient	Mittel
3 Volt	6	0,0022	25,65	24,14
	7	0,0045	23,22	
	8	0,0034	23,56	
6 „	6	0,0033	19,001	18,95
	6	0,0022	18,91	
10 „	6	0,0033	5,05	6,78
	7	0,0045	7,46	
	8	0,0064	6,70	
20,5 „	6	0,0032	1,811	2,07
	8	0,0033	3,53	
167 „	6	0,0030	1,40	1,71
	7	0,0045	1,18	
	16	0,0040	2,49	0,26
1660 „	16	0,0040	0,26	

Ich teile hier auch die Kurve mit, welche den Zusammenhang zwischen der Absorption der Strahlen und ihrer Geschwindigkeit anzeigt. Die entsprechenden Kurven für Wasserstoff und Stickstoff sind gleichfalls gestrichelt angegeben (siehe Fig. 2). Die absolute Geschwindigkeit der Strahlen läßt sich leicht auf Grund des Umstandes berechnen, daß der Abstand zwischen der Elektrode und dem Netz 4 mm betrug.

Wie wir sehen, ähnelt das Helium dem Wasserstoff insofern, als die Absorption mit abnehmender Geschwindigkeit der Strahlen nur langsam zunimmt und diese langsame Zunahme bei weit geringerer Geschwindigkeit fortdauert als bei den übrigen Gasen. Der schnelle Anstieg der Absorption beginnt bei einer viel geringeren Geschwindigkeit als bei den anderen Gasen. Ein beachtenswerter Unterschied gegen

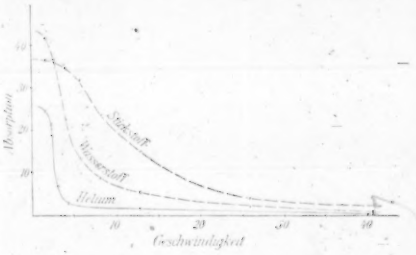


Fig. 2.

Wasserstoff findet sich indessen in dem geringeren Betrage des oberen Grenzwertes der Absorption.

Nach der Theorie von Lenard[1]) über die Absorption der Kathodenstrahlen ist der Höchstwert der Absorption für langsame Strahlen gleich dem Gesamtquerschnitt der bei dem betrachteten Drucke in 1 cm³ enthaltenen Moleküle des Gases. Nun hat sich dieser Gesamtquerschnitt Q für Helium bei einem Drucke von 1 mm Hg aus Messungen der inneren Reibung des Gases zu 10,92 ergeben. Der Wert für die innere Reibung des Heliums ist aus der Dynamical Theory of Gases von Jeans, 1904, S. 251, entnommen. Der Höchstwert der Absorption, den ich erhalten habe, betrug 24,14.

Es dürfte noch von Interesse sein, den Durchmesser des Heliummolekuls aus dem Höchstwerte der Absorption zu berechnen. Wenn wir die Planecksche Bestimmung der Anzahl der Moleküle in einem Grammolekül einer Substanz benutzen und den Höchstwert der Absorption, also 24,14, für Q in die Formel

$$Q = \frac{1}{4} \pi n s^2$$

einsetzen, in welcher

n = Anzahl der Moleküle in 1 cm³,

s = Durchmesser eines Moleküls,

Q = Gesamtquerschnitt der Moleküle in 1 cm³

ist, so finden wir:

$$s = 2{,}923 \times 10^{-8} \text{ cm}.$$

Der auf Grund der inneren Reibung des Gases bestimmte Wert für s beträgt

$$s = 1{,}910 \times 10^{-8} \text{ cm}.$$

Diese Untersuchung ist im Physikalischen Institut der Universität Göttingen ausgeführt worden. Ich bin dem Direktor dieses Instituts, Herrn Geheimrat Prof. Dr. E. Riecke, für die Anregung zu dieser Arbeit und für seine freund-

[1]) Lenard, a. a. O.

lichen Ratschläge bei ihrem Fortgange zu größtem Danke verpflichtet.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

(Eingegangen 20. November 1909.)

Eine neue Erscheinung am Elektroskop und ihre Anwendung auf die Gewitterelektrizität. (A New Electroscope Phenomenon and its Application to Thunderstorm Electricity.)

Von W. W. Strong.

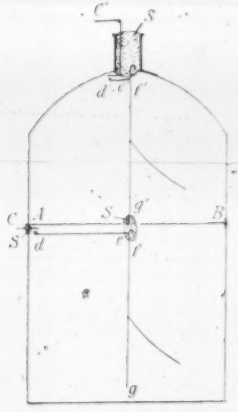
Wood und Campbell[1]), der Verfasser[2]), McKeon[3]) und Pacini[4]) haben gefunden, daß die Ionisation in geschlossenen Gefäßen eine tägliche Periode hat. Daraus hat der Verfasser geschlossen[5]), daß sich die durchdringungskräftige Strahlung, welche einen Teil der Ionisation in geschlossenen Gefäßen hervorbringt, gleichfalls in ihrem Betrage ändert, und daß sich diese Änderung leichter durch die Annahme erklären ließe, daß wenigstens ein Teil der durchdringungskräftigen Strahlung auf der Gegenwart radioaktiver Produkte in der Luft beruhe, und daß sich die Menge dieser radioaktiven Produkte mit der Witterung ändere[6]).

Während des letzten Sommers habe ich die Arbeiten über die Ionisation in geschlossenen Gefäßen weiter fortgeführt. Die Elektroskope waren den früher beschriebenen[7]) ganz ähnlich. Diese Elektroskope haben die Wilsonsche Gestalt und bestehen aus Literglasern, die mit Metallfolie verschiedener Art überzogen sind.

Ich fand, daß einige Elektroskope viel größere Schwankungen in der Abfallgeschwindigkeit aufwiesen als andere. Diese Schwankungen bestehen in einer sehr viel größeren Abfallgeschwindigkeit am Tage als in der Nacht, und zwar tritt das Maximum um Mittag ein. Diese tägliche Schwankung scheint ihrer Natur nach von der täglichen Schwankung verschieden zu sein, die man an „Krummstab-Elektroskopen" („curved rod" electroscopes) beobachtet hat. Die Schwankung ist bei Elektroskopen, die mit verschiedenen Metallen überzogen sind, verschieden, und sie ist klein, wenn das Elektroskop in einer Grube im Erdboden oder in einem Keller aufgestellt ist. Durch Schutz des Elektroskops gegen das Tageslicht wird die Schwankung für gewöhnlich verringert.

Die letztgenannte Tatsache führt auf den Gedanken, daß die erhöhte Abfallgeschwindigkeit von irgendwelcher Wirkung des zerstreuten Sonnenlichtes auf die Schwefelisolation des Elektroskops herrührt. Ich habe diese Möglichkeit untersucht[1]), und das Ergebnis war, daß bei dem benutzten Elektroskop der Effekt nicht sehr groß war. Ich benutzte ein besonders konstruiertes Elektroskop (ein „Krummstab-Elektroskop") mit Glaswänden, die mit sehr feinem Kupferdraht umwickelt waren. Das Sonnenlicht wurde auf die Schwefelisolierung reflektiert mit dem Ergebnis, daß die Abfallgeschwindigkeit zuweilen auf das Fünfzigfache des normalen Wertes gesteigert wurde. Ich wandte auch verschiedenfarbiges Licht an. Dieses Elektroskop zeigte indessen eine sehr geringe Schwankung der Abfallgeschwindigkeit, und es scheint somit, daß in diesem Falle das zerstreute Sonnenlicht sehr geringe Wirkung auf die Schwefelisolation hat.

Ich stellte ein doppeltes Wilsonsches Elektroskop aus einer Glasflasche von ungefähr zwei Liter Inhalt her (siehe die Figur). Die



untere Elektrode, fg, ist gegen die obere $f'g'$ durch Schwefel isoliert. Wenn die Elektroden geladen werden sollen, so werden die Eisendrähte dc und $d'c'$ mit Hilfe der Magnete bis zur Berührung mit c bezw. c' gehoben. Die Stellung der Goldblättchen wird an kreisförmigen Skalen abgelesen, die zu beiden Seiten der Blättchen an der Innenseite des Gefäßes

1) Phil. Mag., (6) **13**, 265, 1907.
2) Science (N. S.) **26**, 52, 1907.
3) Phys. Rev. **25**, 399, 1907.
4) Atti Accad. Lincei **18**, 123, 1909.
5) Diese Zeitschr. **9**, 117, 1908.
6) Phys. Rev. **26**, 518, 1908.
7) Phys. Rev. **27**, 40, 1908.

1) Phys. Rev. **27**, 40, 1908.

angeklebt sind. Die Nullpunkte der Skalen sollen mit der Stellung des Goldblättchens in ungeladenem Zustande zusammenfallen. Der Überzug und die Scheidewand AB sind aus Aluminium. Sämtliche Beobachtungen wurden in Mechanicsburg, Pa., angestellt.

Wenn c und c' durch einen Draht miteinander verbunden sind, so haben beide Goldblättchen dasselbe Potential. Die nachstehenden Zahlen sind die Ausschläge der Goldblättchen, wenn sie dasselbe Potential haben:

Oberes Goldblättchen	4.15	5.10	6.15	6.90	7.40	8.35	9.30
Unteres Goldblättchen	4.25	5.00	6.20	6.85	7.65	9.05	10.20

Ein Beispiel für die tägliche Schwankung der Abfallgeschwindigkeit geben die folgenden Zahlen:

	Oberes Goldblättchen		Unteres Goldblättchen	
	Stellung	Abfall in der Sekunde	Stellung	Abfall in der Sekunde
12. Juli 1909, 8h 50' a. m.	11.00	0.000052	8.65	0.000026
12. „ 1909, 1h 40' p. m.	10.10		8.20	
13. „ 1909, 7h 10' a. m.	7.05	0.000031	6.10	0.000033
13. „ 1909, 6h p. m.	6.10	0.000047	2.90	0.000082
13. „ 1909, 8h p. m.	8.30	0.000024	8.65	0.000037
14. „ 1909, 6h a. m.	7.25	0.000034	7.30	0.000096
14. „ 1909, 1h p. m.	6.40		4.00	

Die Ablesungen zeigen an, daß die größere Abfallgeschwindigkeit während des Tages von einer größeren Ionisation im Elektroskop herrührt.

Das Elektroskop wurde während eines warmen Tages in einen Keller gebracht, und die Abfallgeschwindigkeit stieg gewaltig. Ich fand beispielsweise:

	Stellung des oberen Goldblättchens	Stellung des unteren Goldblättchens
14. Juli 1909, 1h 20' p. m.	10.70	8.10
14. „ 1909, 8h 25' p. m.	5.29	2.00 „

Die Abfallgeschwindigkeit des oberen Blättchens betrug hier 0.000210 Skalenteile in der Sekunde und die des unteren Blättchens 0.000240 Skalenteile in der Sekunde. Nach der Entfernung des Elektroskops aus dem Keller brauchte die Abfallgeschwindigkeit mehrere Tage, um wieder normal zu werden. Der Versuch wurde mehrmals mit diesem Elektroskop und mit anderen, wiederholt, und immer mit demselben Ergebnis. In späterer Jahreszeit, als das Wetter kühler war, trat dieser Effekt nicht ein.

Ich habe mich bemüht, die oben geschilderte anormale Abfallgeschwindigkeit dadurch zu erreichen, daß ich die Elektroskope auf 30° bis 35° C erwärmte und sie dann in eine Eiskiste stellte. Bislang habe ich keinen derartigen Effekt gefunden.

Simpson[1] hat kürzlich geschlossen, daß die Wilson-Gerdiensche Theorie die häufigen Blitzentladungen und die großen Elektrizitätsmengen, welche der Regen bei Gewitter mit herabführt, nicht erklärt. Die Elektroskope nun (ich habe fünf verschiedene Elektroskope angewandt, welche dieselbe sehr stark erhöhte Abfallgeschwindigkeit zeigten) wurden aus der warmen Luft auf dem Boden in einen kühlen Keller gebracht, erfuhren also einen ziemlich ähnlichen Wechsel wie die Luft, die in eine Kumuluswolke aufsteigt. Wenn die Ionisation in der Luft durch einen derartigen Wechsel stark erhöht wird, so würden damit diese Einwände gegen die Wilson-Gerdiensche Theorie teilweise beseitigt werden.

1) Phil. Mag. (6) 17, 619, 1909.

Johns-Hopkins-Universität, im Oktober 1909.

(Nach dem Manuskript aus dem Englischen übersetzt von Max Iklé.)

Eingegangen 24. November 1909.)

Über eine einfache Anordnung zur Messung hoher elektrostatischer Spannungen und zum Vergleich von Kapazitäten.

Von M. Dieckmann.

Die Aufgabe, Potentialmessungen in den höheren Schichten der Atmosphäre vorzunehmen, setzt transportable statische Voltmeter, die einen Meßbereich bis zu mehreren Tausend Volt haben, voraus.

Die Meßgenauigkeit der Blättchenelektrometer oder der für diesen Zweck meist benutzten Braunschen Elektrometer genügt nicht völlig. Namentlich bei Beobachtungen der Abnahme des Potentialgefälles mit der Höhe in größeren Erhebungen sind oft die gesuchten Werte von gleicher Größenordnung wie die Ablesefehler.

Ich habe deshalb versucht, die Kirchhoffsche Wage mit Schutzring zur Messung im Freien hinreichend bequem zu machen[1]. Dies Instrumentarium ist der Wage wegen auf leidlich feste Aufstellung angewiesen und somit auf Messungen am Lande beschränkt. Es schien mir erwünscht auch für Beobachtungen an Bord ein geeignetes Instrumentarium vorzubereiten, da Beobachtungen der Abnahme des

1) Dieckmann, Über luftelektrische Meßanordnungen, Diese Zeitschr. 10, 22, 1909.

Potentialgefälles mit der Höhe auf See noch nicht vorliegen und doch zur Bestimmung der eventuell hier vorliegenden Raumladungen wertvoll wären.

Der Versuch, ein Saitenelektrometer nach Lutz-Edelmann, das bei genügend gespannter Saite nahezu unempfindlich gegen Neigung ist und große Ablesegenauigkeit besitzt, durch Wahl einer stärkeren Saite für höhere Spannungen geeignet zu machen, gab kein befriedigendes Ergebnis. Es wurde deshalb ein gewöhnliches Lutz-Edelmannsches Saitenelektrometer mit einem Meßbereich bis 300 Volt benutzt und die zu messende Potentialdifferenz durch Spannungsteilung dem Instrument zugänglich gemacht. Da mir nicht bekannt ist, daß bei Gleichspannungsmessungen von diesem Prinzip Gebrauch gemacht wird, obwohl es einfach und sicher ist, so soll die untersuchte Anordnung im folgenden beschrieben werden.

Die hohe Spannungsdifferenz, die gemessen werden soll, bestehe zwischen den Punkten A und B (Fig. 1), wobei der Einfachheit halber angenommen sei, daß B an Erde liege. Dann werden zwischen A und B zwei bekannte Kapazitäten K_1 und K_2 in Serie geschaltet. Zu der größeren Kapazität K_2 parallel liegt das geeichte Saitenelektrometer E und zwar so, daß die Saite mit dem Leitungsstück zwischen K_1 und K_2 — es sei bezeichnet mit C — verbunden ist, während das Gehäuse an Erde liegt. Als Kapazitäten seien Kondensatoren gewählt, deren Streuung vernachlässigt werden kann, ferner sei die Kapazität des Elektrometers klein gegen K_2 oder mit in diesen Wert eingerechnet.

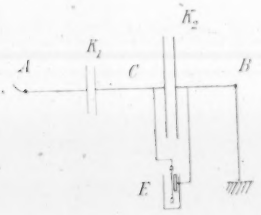


Fig. 1.

Es folgt dann, wenn man mit V_1 und V_2 die Spannungswerte in A und C gegen Erde bezeichnet, für V_1 die Beziehung:

$$V_1 = \frac{(K_1 + K_2)V_2}{K_1} \qquad (1)$$

das heißt, wenn man keine Änderung an dem Kapazitätsverhältnis vornimmt, ist

$$V_1 = k V_2, \qquad (2)$$

wobei

$$k = \frac{K_1 + K_2}{K_1}.$$

Es hängt also nur von der Wahl von k ab, welchen Meßbereich nach hohen Werten zu die Anordnung haben soll.

Die Bedingung, daß die Kondensatorbelegungen einander völlig umschließen, ist bei der Verwendung von Leidener Flaschen praktisch erfüllt, auch läßt sich deren Kapazitätsbetrag recht genau ermitteln.

Die Kapazität eines Lutz-Edelmannschen Elektrometers beträgt ca. 2,6 cm. Die Eichung und Ablesung kann bis auf 0,2 Proz. des Maximalausschlages erfolgen. Den Hochspannungsmessungen kommt also die hieraus folgende Genauigkeit zu, wenn man richtige Eichung der Kondensatoren voraussetzt.

Da K_1 und K_2 in Serie geschaltet sind und K_2 größer sein soll als K_1, so ist für die Kapazität

$$\frac{K_1 K_2}{K_1 + K_2}$$

der gesamten Meßanordnung namentlich die kleinere Kapazität K_1 maßgebend.

Fig. 2 zeigt das Schaltschema, in dem die Anordnung geprüft wurde. K_2, K_2' und K_2''

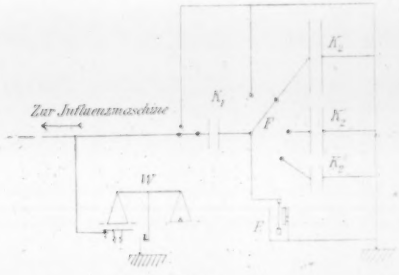


Fig. 2.

sind drei Leidener Flaschen von 1800 cm, 800 cm und 120 cm. K_1 hat gleichfalls 120 cm. Die Saite des Elektrometers kann durch einen Draht F mit jeder der 3 Flaschen verbunden oder an Erde gelegt werden. Die Spannung wird einer mit Elektromotor betriebenen Influenzmaschine entnommen. Eine Kirchhoffsche Wage W gestattet die Spannung absolut zu messen.

Ein Beispiel erläutere eine Messung: Parallel zum Elektrometer liege die Flasche K_2'', dann hat nach (3) k den Wert 16,0. Die Gesamtkapazität der Meßanordnung beträgt 112,5 cm. Bei einer bestimmten Tourenzahl

der durch einen Nebenschluß geerdeten Maschine gibt das Elektrometer E einen Ausschlag von 23,2 Skalenteilen, entsprechend einer Spannung von 120,2 Volt. Daraus rechnet sich nach (2) V_1 zu 1923 Volt. Die gleichzeitige absolute Messung an der Kirchhoffschen Wage ergab 1910 Volt.

Für gute Isolation der Kapazitäten K_1 und K_2 muß man sorgen, es ist deshalb zweckmäßig, die Flaschen staubdicht in einen größeren Blechkasten einzubauen und mit Natrium trocken zu halten. K_1 kann man bei sehr hohen Spannungen aus mehreren in Serie geschalteten Flaschen bestehen lassen. Selbstverständlich gestattet diese Methode auch Kapazitäten zu ermitteln, wenn man mit einer Spannung arbeitet, die den Meßbereich des Elektrometers nicht überschreitet. Aus (1) erhält man für K_1 oder K_2

$$K_1 = \frac{V_2 K_2}{V_1 - V_2} \qquad (4)$$

und

$$K_2 = \frac{(V_1 - V_2) K_1}{V_2} . \qquad (5)$$

Für diesen Zweck wurde als Spannungsquelle eine Hochspannungsbatterie von V_1 gleich 240 Volt benutzt. Es genügt dann die Kenntnis einer der Kapazitäten, um nach (4) oder (5) eine andere zu bestimmen.

Selbst für den Fall, daß die benutzten Kondensatoren nicht gut isolieren, gelingt meist die Bestimmung, da die Saite beim Anlegen der Spannung momentan auf den richtigen Wert ausschlägt und erst dann relativ langsam zu wandern beginnt. Sehr schlechte Isolation schließt natürlich Messungen nach dieser Methode aus.

München, Physikalisches Institut der Technischen Hochschule.

(Eingegangen 20. November 1909.)

Beiträge zur Kenntnis der gekoppelten elektrischen Schwingungssysteme[1].

III. Teil: Künstlich erhöhte Eigendämpfung im Sendesystem.

Von F. Gerth.

Die vorliegenden Untersuchungen bilden die Fortsetzung des Teiles I[2]. Es wird teils bei starker galvanischer, teils bei sehr loser induktiver Kopplung der Einfluß von Zusatzwiderständen (zwecks Vermehrung der Eigendämpfung) auf den Ablauf der Schwingungserscheinungen untersucht.

1) Mitteilungen der physikalischen Versuchsstation Halle a. S.-Cröllwitz, Nr. 18. Auszug aus einer Halleschen Dissertation; No. I u. II: diese Zeitschr. 10, 886 u. 893, 1909.

2) Diese Zeitschr. 10, 886, 1909.

1. Die verteilte Kapazität der Meßkreise.

Die Resonanzkurven wurden durch Variation der Kapazität der Meßkreise mit Hilfe eines Drehkondensators (System Telefunken) aufgenommen. Zu dieser Kapazität tritt die verteilte Kapazität der Meßkreise, welche durch folgenden Versuch quantitativ ermittelt wurde.

Durch feste Koppelung zwischen Primärkreis und Antenne entstehen zwei Wellen; ergibt nun die Messung das Maximum der Wirkung für die lange Welle bei der Kondensatorstellung γ_1[1]), das der kürzeren bei γ_2, so finden sich die Max.-Werte bei geänderter Selbstinduktion des Meßkreises etwa bei γ_1' und γ_2'. Das Verhältnis der kurzen und langen Welle bleibt dasselbe, mithin auch das Verhältnis der entsprechenden Gesamtkapazitäten des Meßkreises. Bezeichnet γ_x' die verteilte Kapazität des Meßkreises, so erhalten wir:

$$\frac{\gamma_1 + \gamma_x}{\gamma_2 + \gamma_x} = \frac{\gamma_1' + \gamma_x}{\gamma_2' + \gamma_x} .$$

Aus dieser Gleichung ergibt sich

$$\gamma_x = \frac{\gamma_2 \gamma_1' - \gamma_2' \gamma_1}{(\gamma_1 + \gamma_2') - (\gamma_1' + \gamma_2)} .$$

Bei einer Koppelung $K = 46$ Proz. fanden sich bei verschiedenen Größen der Selbstinduktion des Meßkreises (gekennzeichnet durch die Windungszahl) folgende γ_1- und γ_2-Werte:

Windungszahl	Lange Welle	Kurze Welle
15	46,62°	10,67
10	80,5°	21,62
5	165,4°	48,42

Aus der Formel für γ_x folgt $\gamma_{x_a} = 6°$, dies entspricht einer Kapazität von ca. = 270 cm in elektrost. Einheiten. Die analogen Messungen für den Primärmeßkreis ergaben eine Kapazität von ca. = 135 cm in elektrost. Einheiten. Der Unterschied zwischen den beiden Kapazitäten erklärt sich aus der Verschiedenheit der Lage der Meßkreise zu geerdeten Flächen (Hauswand).

Von welcher Wichtigkeit die Berücksichtigung der verteilten Kapazität des Meßkreises ist, ersieht man daraus, daß der Fehler in der Dämpfungsberechnung über 100 Proz. betragen kann, falls das Maximum der Resonanz-

1) Diese Größe ist der Kondensatorkapazität proportional.

kurve bei kleinen Winkelstellungen des Meßkondensators liegt; bei $\gamma = 100^0$ beträgt er immer noch 5 Proz.

Die Verhältnisse sind in allen Kreisen mit Drehkondensatoren die analogen, und es ist für einigermaßen genaue Dämpfungsmessungen eine unerläßliche Bedingung, die verteilte Kapazität dieser Schwingungskreise zu berücksichtigen.

2. Einfluß der in die Schwingungskreise eingeschalteten Widerstände auf die Dämpfung der Schwingung bei starker und schwacher Koppelung.

Die Vergrößerung der Dämpfung geschah durch Zusatzwiderstände aus Manganindraht. Der Wechselstromwiderstand des Drahtes wurde dem Gleichstromwiderstande gleich gesetzt, da der letztere nach Näherungsformeln (Zenneck, Elektromagn. Schwingungen 1905, Seite 410) für die benutzten Schwingungszahlen und Drahtstärken (0,1—0,8 mm Durchmesser) als nahezu identisch mit dem ersteren gefunden wurde.

a) Eigendämpfung des Primärkreises.

Das Zuschalten des Widerstandes geschah bei allen Versuchen so, daß die Selbstinduktion der Kreise unverändert blieb. Für den ungekoppelten Primärkreis ergaben sich dann folgende Werte:

Ω	0	0,06	0,11	0,23	0,44	0,68
Λ	0,087	0,088	0,092	0,094	0,108	0,133

Ω	0,91	1,14	1,35	1,54	1,75
Λ	0,149	0,166	0,178	0,190	0,201

In Fig. 1 sind diese Werte eingetragen und

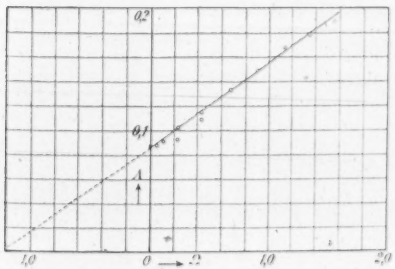


Fig. 1.

man ersieht, daß zwischen Widerstand $= W$, Induktanz $= Lv$ und bezw. Dekrement Λ eine geradlinige Beziehung besteht, entsprechend der bekannten Formel

$$\Lambda = \frac{2\pi \cdot W}{2(Lv)}.$$

Mit einiger Wahrscheinlichkeit kann man den Schluß ziehen, daß die Linie auch nach rückwärts hin weiter geradlinig verläuft, also repräsentiert das Stück der Abszisse vom Schnittpunkt mit der Geraden bis zum Nullpunkte $\Omega = 0$ die Summe der äquivalenten Widerstände in Ohm ausgedrückt, welche den Verlusten im Funken, in der Strombahn usw. entsprechen. Der Wechselstromwiderstand der Strombahn wurde so zu 0,12 Ω ermittelt; die übrigen Verlüste kommen gegen diejenigen im Funken wenig in Betracht, so daß der äquivalente Funkenwiderstand 1,2 Ω betragen würde. Dabei betrug die Kapazität im Primärkreis 5000 cm.

b) Eigendämpfung der Antenne.

Die Eigenschwingung der Antenne wurde bei sehr loser Koppelung mit dem Primärkreise angeregt. Infolge eines später noch zu besprechenden Einflusses der Dämpfung des Primärkreises auf diejenige der Antenne mußte der erstere sehr stark gedämpft werden.

Die Resultate sind für drei verschiedene Selbstinduktionen der Antenne in Fig. 2 ein-

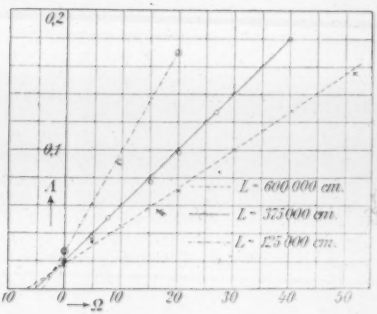


Fig. 2.

getragen. Es ergaben sich dementsprechend verschiedene Neigungen der Geraden, wie aus der Figur ersichtlich ist.

Wenn man auch hier berechtigt ist, die Geraden bis zum Schnitt mit der Abszisse zu verlängern, so gelangt man zu einer quantitativen Beziehung zwischen den durch Strahlung und den durch Joulesche Wärme bedingten Verlusten. Die Summe der ersteren beträgt durchschnittlich 5 Ω, die Verluste durch Joulesche Wärme berechnen sich zu ca. 0,2 Ω, so daß der Energieverlust der Antenne durch Strahlung ca. 96 Proz. des Gesamtverlustes ausmacht. Diese Ergebnisse basieren auf der Voraussetzung, daß die Dämpfung des An-

fennenmeßkreises $A = 0{,}03$ beträgt und unabhängig von der Wellenlänge ist. Die Untersuchungen hierüber sollen noch fortgesetzt werden.

c) Zusatzwiderstand im Primärkreis.

Die Beobachtungen bei einer Koppelung von 56 Proz. ergaben für sämtliche Zusatzwiderstände, daß die beiden kurzen und langen Wellen im Primärkreis und in der Antenne immer gleiche Dämpfung besitzen; auch hier besteht eine geradlinige Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung. Bemerkenswert ist, daß die Dämpfung der langen Welle, die anfangs größer als diejenige der kurzen ist, mit zunehmendem Widerstande ein geringeres Anwachsen als bei der kurzen zeigt, so daß die beiden entstehenden Geraden sich schneiden.

d) Zusatzwiderstand in der Antenne.

Hier zeigten sich, abgesehen von der Notwendigkeit, bedeutend größere Widerstände einzufügen, um ein gewisses Maß der Dämpfung zu erzielen (der größeren Selbstinduktion entsprechend), die analogen Verhältnisse wie beim Primärkreis. Die beiden kurzen Wellen und die beiden langen Wellen haben gleiche Dämpfung, ferner zeigt auch hier die kurze Welle eine stärkere Zunahme der Dämpfung als die lange Welle.

Beziehung zwischen der Dämpfung und der Resonanzamplitude.

Diese Untersuchungen wurden bei konstant gehaltener Koppelung zwischen den zu untersuchenden Kreisen und den Meßkreisen ausgeführt. Bei diesen Messungen verursachte das schon früher erwähnte Absinken der Intensität große Schwierigkeiten. Die Ursachen dieses Sinkens der Amplitude sind noch nicht aufgeklärt; das Sinken verläuft aber ungefähr proportional mit der Zeit. Bestimmt man daher die Resonanzamplituden, indem man der Reihe nach die Widerstände zuschaltet und rückwärts gehend in entgegengesetzter Reihenfolge wieder abschaltet, so darf man die Mittelwerte der für den gleichen Widerstand gefundenen Amplitudenwerte als richtig annehmen. Koppelt man Antenne und Primärkreis so fest, daß zwei Wellen entstehen und wählt man die Meßkoppelungen so, daß die beiden entsprechenden Wellen im Primär- und Antennenmeßkreis gleiche Amplitude ergeben, so erhält man für beide Wellen dieselbe Kurve, wenn man in einem der beiden Kreise den Widerstand vergrößert. Dies ist wieder ein Beweis für die

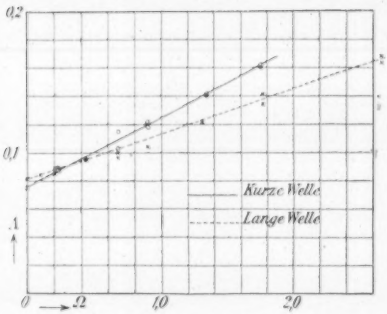


Fig. 3.

Gleichartigkeit der entsprechenden Wellen in beiden Kreisen.

Mit Hilfe der Beziehung zwischen Widerstand und Dämpfung einerseits und Widerstand und Amplitude andererseits ließ sich nun eine Beziehung zwischen Dämpfung und Amplitude aufstellen. Es wurde dabei noch eine Reduktion der Kurven vorgenommen, indem für die Dämpfung $A = 0{,}1$ die Amplitude zu $a = 100$ festgesetzt wurde. Dies bewirkte ein Zusammenfallen sämtlicher Kurven. Die resultierende Kurve ließ sich durch folgende ganz allgemeine Formel ausdrücken

$$a = \frac{c}{A^2 + c_1 A^4},$$

wobei c und c_1 innerhalb der Dämpfungen $A = 0{,}7 - 1{,}8$ die konstanten Werte $c = 0{,}90$ und $c_1 = 10$ besaßen. Es ist dabei zu bemerken, daß die zur Reduktion verwandten Kurven sowohl aus den festgekoppelten Systemen mit Widerstand in einem der beiden Kreise, als auch aus dem ungekoppelten Primärkreise erhalten waren.

Untersuchungen über den Stoßkreis.

Die schon mehrfach erwähnte induktive Koppelung wurde dadurch erzielt, daß ein Drahtbügel des Primärkreises, der sich über $^1/_5$ des Kreisbogens erstreckte, den Windungen der Antenne beliebig genähert werden konnte, wie Fig. 4 im Querschnitt zeigt. Die beiden Schwingungskreise wurden dabei genau aufeinander abgestimmt, und die Koppelung war so lose, daß eine Verbreiterung der Resonanzkurve nicht konstant werden konnte, selbst wenn der Abstand des Bügels von den Windungen der Antenne nur 3 mm betrug. Es zeigte sich jetzt folgendes: Bei einer Dämpfung des Primärkreises $A_p = 0{,}112$ war die Beziehung zwischen Zusatzwiderstand und Dämp-

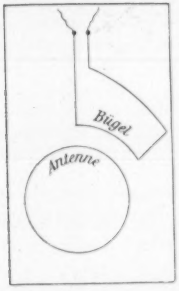


Fig. 4.

fung für die Eigenschwingung der Antenne (Eigendämpfung ohne Widerstand $\Lambda_a = 0{,}025$) nicht mehr linear darzustellen, sondern durch die Kurve (Fig. 5).

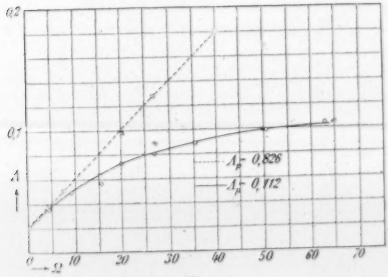


Fig. 5.

Die Dämpfung schien durch den Einfluß des Primärkreises bei höherem Widerstande herabgedrückt zu werden. Infolgedessen muß eine Beziehung zwischen der Dämpfung des Primärkreises und derjenigen der Antenne bestehen. Die für verschiedene Dämpfungen der Antenne durchgeführte Untersuchung ergab die Kurven der Fig. 6.

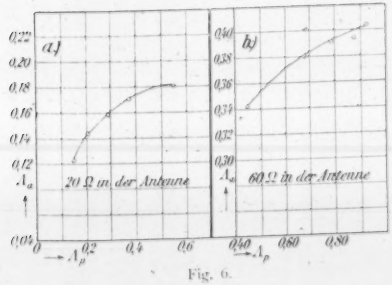


Fig. 6.

Diese Kurven nähern sich einem konstanten Werte für die Dämpfung der Antenne. Besonders merkwürdig erscheint dabei, daß die resultierende Dämpfung kleiner sein kann, als jede der beiden Eigendämpfungen der Schwingungskreise, wie aus Fig. 6 ersichtlich ist, z. B. Fig. 6a Λ_a größer als 0,18

$$\Lambda_p = 0{,}2$$

$$\Lambda_r = 0{,}142$$

Man muß sich vorstellen, daß bei einer Oszillation die Maximalamplitude der Schwingung der Antenne erst nach einigen Schwingungen des Primärkreises erreicht wird, und dann wiederum abklingt. Alle diese Schwingungen machen sich im Meßkreise bemerkbar und bestimmen durch größere oder geringere Anzahl die Verschmälerung oder Verbreiterung der Resonanzkurve, aus der sich dann eine geringere oder größere Dämpfung berechnet. Wenn der Primärkreis wenig gedämpft ist, so erreicht die Amplitude der Schwingung der Antenne erst nach längerer Zeit ihr Maximum. Infolgedessen werden mehr Schwingungen ausgeführt, die auf den Meßkreis einwirken, die Dämpfung erscheint kleiner. Der Grenzfall wird erreicht, wenn der Primärkreis so stark gedämpft ist, daß seine Schwingungen gegen die Anzahl der von der Antenne ausgeführten nicht mehr in Betracht kommen. Als Resultat erhält man dann die reine Eigendämpfung der Antenne. Dieser konstante Wert wurde dann erreicht, wenn die Dämpfung des Stoßkreises (Primärkreises) das Vier- bis Fünffache der Dämpfung des angeregten Kreises betrug. Die Dämpfung der Antenne veränderte sich von da an nicht mehr erheblich.

Trotz der extrem losen Koppelung war doch die auf die Antenne übertragene Energie bei genauer Abstimmung der beiden Systeme so groß, daß bei einer Wellenlänge von $\lambda = 760$ und 150 Watt Effektaufnahme des Resonanzinduktors auf der 8 km entfernten Empfangsstation für die Bestimmung der Dämpfung brauchbare Resonanzkurven aufgenommen werden konnten.

Zuletzt wurde noch untersucht, ob die Dämpfung der Antenne sich mit der Intensität der erregenden Schwingung verändert, d. h. ob die Ausstrahlungsenergie der dem System mitgeteilten Energie proportional ist. Die Versuche ergaben keine merkliche Änderung der Dämpfung der Antenne, obgleich die Intensität des Primärkreises bis auf das 15fache erhöht wurde.

Zusammenstellung der Resultate.

Die mitgeteilten Untersuchungen haben folgende Resultate ergeben.

1. Es wird nachgewiesen, daß die verteilte Kapazität längerer Meßkreise bei der Berechnung der Dämpfung berücksichtigt werden muß.

2. Eine feste Koppelung zwischen den Schwingungskreisen und dem Meßkreise bewirkt eine Zunahme des Dekrementes, deren Größe von dem ursprünglichen Dekrement der Schwingungen unabhängig ist.

3. Die theoretisch gefundene Beziehung $J = \frac{\text{const}}{2Ln}$ bezugsweise eine geradlinige Beziehung zwischen n und J wird experimentell bestätigt für:

a) den ungekoppelten Primärkreis;
b) die lose gekoppelte Antenne;
c) die durch feste Koppelung entstehenden beiden Wellen.

4. Es wird nachgewiesen, daß die Zunahme der Funkendämpfung bei Zuschalten von Widerstand in den Schwingungskreis entweder vernachlässigt werden kann, oder in einer linearen Beziehung zu diesem Widerstande steht.

5. Die Dämpfungen der Koppelungswellen gleicher Frequenz sind gleich.

6. In festgekoppelten Systemen ist die Dämpfung der Welle höherer Frequenz im Gegensatz zur Theorie (Drude, Annalen der Physik 13. 512. 1904) größer als diejenige niederer Frequenz. Die erstere nimmt jedoch mit wachsendem Zusatzwiderstande schneller zu als die letztere, so daß schließlich das umgekehrte Verhältnis eintritt.

7. Es ist für einfache und gekoppelte Systeme mit Funkenstrecke eine bestimmte Beziehung zwischen Dämpfung und Maximalamplitude ermittelt, die sich angenähert durch folgende Formel ausdrücken läßt:

$$d = \frac{c}{J^2 + c_1 J^3}$$

8. Es wird festgestellt, daß bei sehr loser Koppelung die Dämpfung der Antenne J_a von der des Primärkreises abhängt.

9. Bei Stoßerregung ist die Dämpfung der Antenne von der Intensität der erregenden Schwingung unabhängig.

(Eingegangen 24. November 1909.)

Wärmeeinwirkung durch Hochfrequenzströme in organischen Geweben. (Thermopenetration.)

Von Eugen Nesper.

Die Einwirkung von schnellen elektrischen Schwingungen auf menschliche und tierische Organe (organische Gewebe) ist eine doppelte. Sie besteht insbesondere bei niedrigen Frequenzen in Nerveneffekten, wozu die sogen. faradischen Reizungen gehören und in einer Tiefeneinwirkung. Erstere stehen bei den mittels seltenen Funken (ca. 30 bis 100 Funken in der Sekunde) erzeugten schnellen Schwingungen im Vordergrund, wohingegen Tiefen- und Wärmewirkungen, obwohl nach der Theorie (d'Arsonval, Nernst) vorhanden, kaum mit der Langleyschen Brücke nachzuweisen sind, während bei sehr häufigen Funken (Zischfunken, Tonfunken, allgemein ca. 1000 Funken und mehr pro Sekunde) und insbesondere bei den mittels Poulsenschen Lichtbogen erzeugten nachgelieferten kontinuierlichen Schwingungen die Tiefen- und Wärmewirkungen sehr erhebliche sind[1]). Gelingt es doch mittels nachgelieferter Lichtbogenschwingungen in wenigen Minuten ein mehrere hundert Gramm schweres Fleischstück gar zu kochen.

Die Heilkunde wünscht seit langem eine Methode anwenden zu können, um lokalisierte Wärmemengen in das Innere von Geweben leiten zu können. Die zur Anwendung gelangenden Sand-, Wasser-, Dampf-, Heißluft- und Lichtbäder, Einpackungen usw. ergeben im besten Falle eine Wärmeeindringung von wenigen Millimetern Tiefe unter der Hautoberfläche. Eine Lokalisierung der Wärme ist hierbei nur in beschränktem Maße möglich.

Die nachgelieferten Lichtbogenschwingungen der Poulsenanordnung erwiesen sich als vorzügliches Mittel, Wärme lokalisiert in das Innere des Körpers einzuführen[2]). Nebenbei sind diese selbstverständlich im hohen Maße für den Kaltkauterprozeß geeignet.

Eine Apparatur für Wärmeeinwirkung mittels des Poulsen-Lichtbogens der C. Lorenz Aktiengesellschaft zu Berlin ist in Fig. 1 dargestellt.

Ein Gehäuse, welches sämtliche Apparate und Zubehörteile in sich vereinigt, ist oben durch eine Marmorplatte geschlossen, auf welcher ein kleiner Poulsen-Lorenz-Generator (links in Fig. 1) mit transversalem Magnetfeld und Spiritustropfeinrichtung, eine variable Koppelungsspule (rechts in der Figur), ein vor den Bogenlampengenerator eingeschaltetes Gleichstromamperemeter, eine kleine Glühlampe für die Kontrolle der erzeugten hochfrequenten Schwingungen, sowie zwei Kontaktstopsellöcher angeordnet sind. In die Stopselbuchsen werden Stopsel gesteckt, welche durch biegsame Lei-

1) v. Bernd, Wiener klinische Wochenschrift 21, 517. 1908.

2) Die ersten Versuche mittels hochfrequenter Wechselströme sind wohl von v. Zeynek im Nernstschen Institut in Göttingen ausgeführt worden. 1899.

tungsschnüre mit den vor dem Apparat liegenden Elektroden verbunden sind. Der Kasten enthält in seinem vorderen Teile eine Aussparung, durch welche der vor den Poulsen-Lorenz-Generator vorgeschaltete Widerstand reguliert werden kann. Unterhalb der Marmorplatte sind ein Glasplattenkondensator, sowie zwei Glimmerblockkondensatoren angebracht; rechts sind am Kasten Schalter und Stöpsellöcher für den Anschluß an die Kraft- oder

führte Stromstärke kann an dem auf der Marmorplatte angebrachten Amperemeter abgelesen werden.

Induktiv werden die hochfrequenten Schwingungen durch die Sekundärspule und die Elektroden auf das wärmezudurchdringende Objekt übertragen, welches zwischen die Elektrodenplatten gebracht wird. Einer der Elektrodenhalter wird im allgemeinen so ausgebildet, daß von Hand die Ein- oder Ausschal-

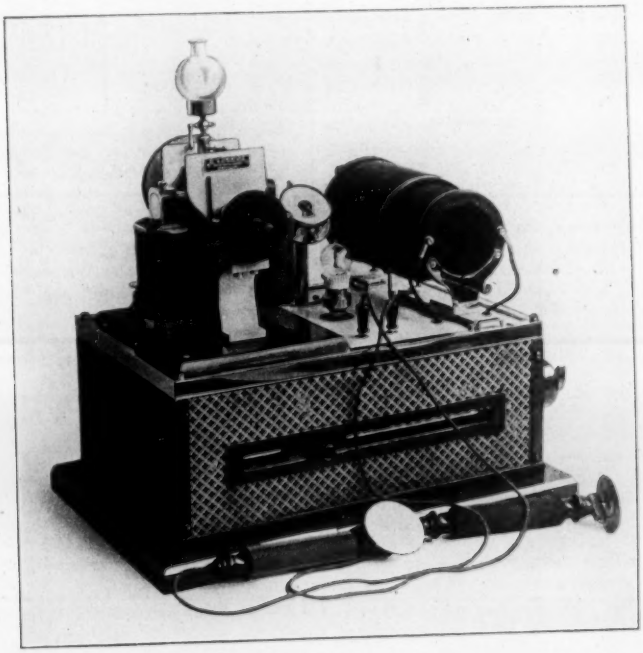


Fig. 1.

Lichtleitung (220 oder 440 Volt Gleichstrom) nebst Sicherungen vorgesehen.

Der Generator bildet mit der Primärwindung des Koppelungstransformators, dem Glasplattenkondensator, sowie den Glimmerblockkondensatoren das Schwingungssystem zur Erzeugung hochfrequenter nachgelieferter Schwingungen, wobei die Glimmerblockkondensatoren den Zweck haben, die Gleichstromspannung vom Hochfrequenzschwingungssystem fernzuhalten. Das Vorhandensein der Schwingungen, sowie deren Kontinuität wird mittels der kleinen Glühlampe festgestellt. Die dem Bogen zugetung der Hochfrequenzströme durch einen Ausschalter im Griff bewirkt wird.

In die Zuleitung zu einer der Elektroden kann ein besonderes Hitzdrahtamperemeter eingeschaltet werden, um die Größe der Hochfrequenzströmung zu messen.

In Fig. 1 ist der induktive Anschluß der Elektroden an das Hochfrequenzsystem zum Ausdruck gebracht. Es wird hierdurch eine sehr gleichmäßige Durchwärmung des Objektes bewirkt, wobei jedoch die Koppelung zwischen den Elektroden und dem Schwingungssystem nicht absolut fest gemacht wer-

den kann. Besteht die Absicht, eine extrem feste Koppelung anzuwenden, so müssen, was mit dem Apparat gleichfalls möglich ist, bei fortgenommener Sekundärspule die Enden der Primärspule mit den Elektroden verbunden werden. Es scheint jedoch, daß bei dieser galvanischen Koppelung die Wärmeeindringung nicht ganz so regelmäßig ist, wie bei der induktiven Koppelung. Bei einigen, aber wohl nicht ganz einwandfreien Messungen differierten die Temperaturen in verschiedenen Parallelebenen zu den Elektrodenplatten erheblich. Weil bei der angegebenen Schaltung insbesondere eine extrem feste Koppelung für das Brennen des Generators ungünstig ist, wird meistens für die Wärmeeindringung die induktive Koppelung der Elektroden gewählt.

Anders liegen die Verhältnisse, sobald durch den Apparat Kaltkauter für Brennwirkungen betätigt werden, hierbei dürfte der galvanische Anschluß der Kauter vorzuziehen sein.

Es entsteht die Frage (Hahnemann[1]), ob bei der Wärmeeindringung zwischen den Elektroden des Apparates eine reine Ohmsche Widerstandswirkung vorhanden ist, oder ob das zwischen den Elektroden befindliche Objekt eine dielektrische Wirkung besitzt, ob also nicht nur reine Leitungsströme, sondern auch Verschiebungsströme auftreten. Die Frage konzentriert sich darauf, ob der kapazitive Widerstand des Objektes in Betracht kommt.

Ein leicht anzustellender Versuch überzeugt qualitativ vom Gegenteil.

Es wurde ein Fleischstück, dessen Widerstand mittels der Wechselstrombrücke zu 14 Ohm bestimmt war, zwischen die Elektroden gebracht. Die maximale Stromaufnahme des Fleischstückes betrug 1.4 Ampere. Mittels eines Umschalters wurde unter Konstanthaltung von Primärstrom und Lampenstrom und Spannung ein Clapeyronscher, annähernd selbstinduktions- und kapazitätsloser Widerstand von gleichfalls 14 Ohm mit dem Hochfrequenzsystem verbunden und es stellte sich heraus, daß bei Konstanthaltung der Koppelung die Stromaufnahme ebenfalls 1.4 Ampere betrug. Es ergab sich mithin, daß sich das Fleischstück wie der Hochfrequenzwiderstand verhielt und daß, wenn überhaupt ein kapazitiver Widerstand des Fleischstückes vorhanden war, dieser sicher nur gering sein konnte.

Um die Größenordnung des event. vorhandenen kapazitiven Widerstandes festzustellen, wurden folgende Überlegungen und Untersuchungen angestellt.

Denkt man das zwischen den Elektroden befindliche Objekt zerlegt in einen kapazitiven und einen Ohmschen Widerstand und berücksichtigt man die in Fig. 2 gemachten Ein-

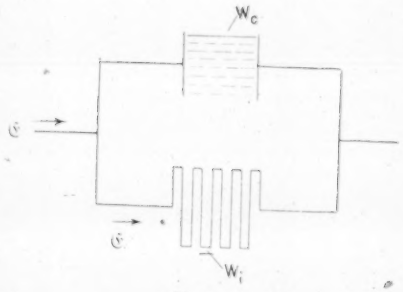


Fig. 2.

tragungen, wobei $\mathfrak{E}$ die Gesamtenergie, $\mathfrak{E}_i$ den in dem Ohmschen Widerstand vernichteten Energieteilbetrag bezeichnet, so kann man für den resultierenden Widerstand w_r und den scheinbaren Widerstand w_{sch} folgende Ausdrücke aufstellen:

$$\frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_{sch}}{w_r}$$

$$w_r = \frac{w_c \cdot w_i}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$\frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$w_{sch} = w_r \cdot \frac{\mathfrak{E}_i}{\mathfrak{E}} = \frac{w_c \cdot w_i}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}} \cdot \frac{w_c}{\sqrt{w_c^2 + w_i^2}}$$

$$= \frac{w_i \cdot w_c^2}{w_c^2 + w_i^2}.$$

Setzt man nun für den kapazitiven Widerstand w_c den gerechneten Wert, welcher sich aus der Kapazität zwischen den Elektrodenplatten ergibt[1]) und für den Ohmschen Widerstand den mit niederfrequentem Wechselstrom gemessenen Wert in die Formel w_{sch} ein, so erhält man als scheinbaren Widerstand des Systems wiederum den Wert, der für den Ohmschen Widerstand gemessen wurde.

Bei den unten angegebenen Elektroden und dem Elektrodenabstande wurde mit Wechselstrom von 420 Perioden der Ohmsche Widerstand zu 25,5 Ohm bestimmt, demnach

$$w_{sch} = \frac{w_i \cdot w_c^2}{w_c^2 + w_i^2} = \frac{25.5 \cdot 66\,500^2}{66\,500^2 + 25.5^2} = 25.5 \ \Omega.$$

1) Die Elektrodenplatten seien kreisförmig von je 6.5 cm Durchmesser, der Plattenabstand betrage 3.5 cm und die Dielektrizitätskonstante des Fleisches sei zu 81 angenommen.

1) Berliner Klinische Wochenschrift 46. 1903. 1600.

Zur genauen experimentellen Untersuchung wurden im Laboratorium der C. Lorenz Aktiengesellschaft von Herrn Rein entsprechend der Versuchsanordnung von Fig. 3 nachstehende Resultate bei verschiedenen Frequenzen (Wellenlängen) des Hochfrequenzerregersystems gewonnen, wobei, wie aus Fig. 3 hervorgeht, das zu untersuchende Fleischstück in Serie mit einem induktionsfreien Widerstand geschaltet wurde.

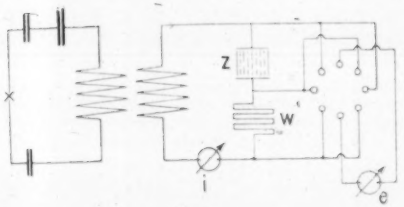


Fig. 3.

λ m	i Amp.	E Volt	e_w	e_z	w Ohm	z Ohm	$e_w + e_z$	im Fleisch P Watt	$2\pi\nu$	w_r gerechn.	Bemerkungen
8500	1,65	48	18,4	28	11,15	17	40,4	46,2	221500	69600 Ohm	Das Fleisch war vorher längere Zeit vom Strome durchflossen
4750	1,35	32	15,5	16,6	11,5	23,7	32,1	22,4	396500		Neues Fleischstück
3590	1,6	41	19,2	21,6	12	25,6	40,8	34,6	525000		
1105	1,31	31	16,65	14,6	14,8	23,7	31,25	19,1	1700000	8660 Ohm	

Es ist hieraus ersichtlich, daß der kapazitive Widerstand des Fleischstückes selbst bei hohen Frequenzen gegenüber dem Ohmschen Widerstand so groß ist, daß der erstere gegenüber dem letzteren nicht in Betracht kommt.

Eine Phasenverschiebung der Spannungen e_w und e_z war nicht festzustellen, denn es war die Summe dieser beiden Spannungen stets annähernd gleich der Gesamtspannung E. Das auch aus dieser Untersuchung gewonnene Resultat ist mithin in Übereinstimmung mit dem oben gewonnenen, nämlich, daß der kapazitive Widerstand vernachlässigbar klein ist und Verschiebungsströme daher nicht in Betracht kommen können.

Es geht daraus, daß keine Phasenverschiebungen zwischen den Spannungen e_w und e_z zu konstatieren waren und aus der Abhängigkeit des Widerstandes von der Frequenz hervor, daß eine Konzentrationsverschiebung[1] im organisierten Gewebe nicht vorhanden war. Wahrscheinlich ist dies auf eine Akkommodationserscheinung zurückzuführen, ähnlich wie dies Höber schon früher beobachtet hat. Auch Nernst[2] weist nach, daß bei Wechselströmen längerer Periode die Akkommodationserscheinung immer mehr hervortritt und daß die Reizfähigkeit des Stromes schwächer wird, als nach denjenigen Gleichungen zu erwarten ist, welche er für die Beziehungen der Momentanreizungen ableitet.

Die Nutzanwendung dieser Tatsache ist für den Apparat für Wärmeeinwirkung augenfällig die, daß direkt durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuleitungen zu einer der Elektroden die zur Wärmeeindringung benutzte Strömungsgröße direkt abgelesen und gemessen werden kann. Wenn außerdem, z. B. durch Parallelschaltung eines Voltmeters zum Objekt, die Spannung an den Elektroden abgelesen werden kann, kann der behandelnde Arzt ohne weiteres die Größe der in das betreffende Objekt eingeführten Energie feststellen. Man erhält auf diese Weise ohne weiteres ein direktes Bild der elektrischen Vorgänge, wie sie sich im Innern des Objektes abspielen und ist daher in der Lage, die für die Wärmeeindringung benutzte Strömung entsprechend zu regulieren.

Zusammenfassung.

Es wird eine Methode beschrieben, um bestimmte Wärmemengen lokalisiert dem Innern von organischen Geweben zuzuführen, welche auf der Anwendung der mittels eines Poulsen-Lorenzschen Lichtbogengenerators erzeugten nachgelieferten Hochfrequenzströme beruht. Im Anschluß hieran wird der Beweis erbracht, daß bei dieser Wärmeeindringung im Innern des Objektes die Leitungsströme ausschlaggebend sind und daß die Verschiebungsströme, wenn sie überhaupt vorhanden sind, praktisch nicht nachgewiesen werden können.

Die Unempfindlichkeit des organisierten Gewebes gegen die nachgelieferten (kontinuierlichen) Schwingungen geht schon aus der d'Arsonvalschen Theorie hervor, da die Wechselzahl

1 Höber, Physikalische Chemie der Zelle, 2. Aufl. Leipzig 1906. S. 159 ff.

2) Handbuch der gesamten medizinischen Anwendungen der Elektrizität I. Leipzig 1909, S. 223 ff. insbes. 233—234.

groß ist. Im vorliegenden Falle kommt hierzu wohl noch eine Akkommodationserscheinung hinzu, welche um so mehr ins Gewicht fallend ist, als es sich um Wechselströme längerer Periode handelt. Polarisation und Konzentrationsverschiebung, welche nach der Nernstschen Theorie zu erwarten waren, sind bei den hier in Betracht kommenden Kapazitäten und hohen Frequenzen so klein, daß ihr Nachweis nicht gelang.

Die Schlußfolgerung aus Obigem ist die, daß durch Einschaltung eines Hitzdrahtinstrumentes in die Zuführung zu einer der Elektroden und durch Parallelschaltung eines Voltmeters zu den Elektroden direkt die im Objekt vorhandene elektrische Energie gemessen und daß mithin diese dem Objekt zuzuführende Energie entsprechend beliebig einreguliert werden kann.

(Eingegangen 1. Dezember 1909.)

Zur experimentellen Entscheidung zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen.

Von J. Stark.

1. Historisches.

Herr Sommerfeld[1]) hat kürzlich in dieser Zeitschrift auf meine theoretischen Anschauungen und auf meine unlängst beschriebenen Beobachtungen (diese Zeitschr. 9, 902, 1909) über die Emission von Röntgenstrahlen Bezug genommen; seine Ausführungen sind in mehreren Punkten unzutreffend und bedürfen der Richtigstellung.

Von Wiechert und Stokes ist die Hypothese geäußert worden, daß die Emissionszentren der Röntgenstrahlung die primären Kathodenstrahlelektronen seien, welche beim Auftreffen auf die Antikathode eine Verzögerung (Bremsung) erfahren. Neben diese Wiechert-Stokessche Hypothese habe ich auf Grund der Beobachtungen Barklas über sekundäre Röntgenstrahlen die Hypothese[2]) gestellt, daß die primäre Röntgenstrahlung auch gebundene Elektronen der Atome der chemischen Elemente zu Emissionszentren haben könne, daß nämlich derartige gebundene Elektronen direkt oder indirekt durch den Stoß der Kathodenstrahlelektronen zur Emission von Strahlung in sehr großen Eigenfrequenzen veranlaßt werden können. Je nach der Art der Emissionszentren ist also nach meiner Ansicht zwischen einer „Stoßstrahlung", herrührend von den Kathodenstrahlelektronen und einer „Eigenstrahlung" herrührend von den Atomelektronen zu unterscheiden. Diese Hypothese von einer primären Eigenstrahlung von Röntgenstrahlencharakter wurde von mehreren Kollegen, mit denen ich darüber sprach, mit Skepsis aufgenommen. Um so mehr freut es mich, zu Anfang dieser Auseinandersetzung mit Herrn Sommerfeld feststellen zu können, daß er jene Hypothese neben der Wiechert-Stokesschen Hypothese akzeptiert und sie in derselben Art wie ich zur Erklärung der Erscheinung benutzt hat, daß Antikathoden aus verschiedenem Material ein verschiedenes Verhältnis der „Stoß- oder Bremsstrahlung" zur „Eigenstrahlung" liefern.

Was die Differenzen zwischen Herrn Sommerfeld und mir betrifft, so muß ich zunächst eine Behauptung des Herrn Sommerfeld über meine theoretischen Anschauungen als unrichtig zurückweisen. Er schreibt: „Bezüglich der Anschauungen des Herrn Stark über die von einem gebremsten Elektron emittierte Strahlung, nach denen die Emission in allen Richtungen gleich groß sein soll, also keine elektromagnetische Bewegungsgröße mit sich führen und daher auch keine rückwirkende Kraft auf das Elektron ausüben würde, möchte ich hier nur bemerken, daß sie mit der elektromagnetischen Theorie unvereinbar sind". Die vorstehende Darstellung ist indes historisch unrichtig. In zwei der Publikation des Herrn Sommerfeld vorausgehenden Mitteilungen[1]) habe ich einerseits die Ätherwellenhypothese als unhaltbar bekämpft und habe andererseits in meiner letzten Mitteilung ausführlich von dem Reaktionsdruck bei der Emission von Strahlung gesprochen, ja den Begriff der Emission einer elektromagnetischen Bewegungsgröße auf der Basis der Lichtquantenhypothese benützt, genau so, wie es Herr Sommerfeld in seiner Mitteilung auf der hypothetischen Basis der von ihm vertretenen Theorie der Röntgenstrahlung macht. Die dissymmetrische Emission von Bewegungsgröße und das Auftreten eines Strahlungsdruckes ist also von Anfang an ein integrierender Bestandteil meiner Anschauungen ebenso wie derjenigen Herrn Sommerfelds. Mit dieser theoretischen Anschauung habe ich, um der experimentellen Arbeit Probleme auf Grund durchsichtiger Überlegungen stellen zu können, die Einsteinsche Lichtquantenhypothese kombiniert. Es ist wahr, daß diese Hypothese unabhängig von den Maxwellschen Differentialgleichungen des elektromagnetischen Feldes ist. Dafür daß diese Hypothese den Maxwellschen Gleichungen widerspricht, hat indes Herr Sommerfeld wenigstens bis jetzt keinen Beweis ver-

1) A. Sommerfeld, diese Zeitschr. 10, 969, 1909.
2) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 579, 1909.

1) J. Stark, diese Zeitschr. 10, 579, 902, 1909.

öffentlicht. Jedenfalls braucht man darin keinen Beweis zu erblicken, daß die Lichtquantenhypothese in ihren Konsequenzen den Konsequenzen aus den hypothetischen Grundlagen der von Sommerfeld vertretenen Theorie widerspricht. Die Behauptungen des Herrn Sommerfeld über das Verhältnis der von mir vertretenen Anschauungen zu der elektromagnetischen Theorie sind also unzutreffend.

Was die Ätherwellenhypothese betrifft, so habe ich mich über sie an früheren Stellen in folgender Weise geäußert: „Zweitens kann man in der bisher üblichen Weise von den geometrischen Eigenschaften des Strahlungskomplexes einer großen Anzahl von Emissionszentren auf die Konstitution der Strahlung eines einzelnen Zentrums extrapolieren und von der Hypothese (ich nenne sie ‚Ätherwellenhypothese') ausgehen, daß die Strahlung auch von den einzelnen Elektronen nach allen Richtungen im Raume sich fortpflanzt, und kann damit, wie es üblich ist, die Hypothese kombinieren, daß ein kontinuierliches Medium (Äther), welches das Elektron umgibt, der Träger des oszillatorischen elektromagnetischen Strahlungszustandes ist". Als spezielle Extrapolation der Ätherwellenhypothese von der ungeordneten Emission vieler Elektronen auf den elementaren Vorgang der Emission durch ein einzelnes Elektron bezeichnete ich in der folgenden Abhandlung die Ansicht, daß auch von einem einzelnen Elektron in allen Emissionsrichtungen die gleiche Strahlungsintensität emittiert werde. Daß diese Ansicht verbreitet sei, glaubte ich auf Grund persönlicher Erfahrung annehmen zu dürfen. Wenn Herr Sommerfeld auf Grund seiner Erfahrungen dagegen protestiert hätte, daß ich jene spezielle Extrapolation als allgemein üblich bezeichne, so hätte ich mit Befriedigung davon Kenntnis genommen.

Sehen wir ab von jenem experimentell wie theoretisch unhaltbaren Zusatz zu der oben charakterisierten Ätherwellenhypothese, so scheint mir doch, daß Herr Sommerfeld selbst auf dem Boden der Ätherwellenhypothese steht. Denn der wesentliche Inhalt dieser Hypothese ist, daß die von einem einzelnen Elektron während einer Beschleunigungsperiode weggehende Strahlungsenergie nach allen Richtungen im Raume divergiert, daß infolgedessen in einer jeden Emissionsrichtung die Intensität der emittierten Strahlung, gemessen in $\mathrm{erg \cdot cm^{-2} \cdot sec^{-1}}$, umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes von dem Emissionszentrum, oder auch mit anderen Worten, daß die Energiedichte in der emittierten Welle für eine jede Emissionsrichtung umgekehrt proportional ist dem Quadrat des Abstandes von dem Divergenzzentrum. Freilich geht die von Herrn Sommerfeld vertretene Theorie nicht von der oben formulierten Ätherwellenhypothese, sondern von einer anderen äquivalenten Hypothese aus; sie kommt aber zu derselben Konsequenz wie die Ätherwellenhypothese. In der Gleichung (3) in Sommerfelds Mitteilung

$$\mathfrak{E} = \mathfrak{H} = \frac{\sin\varphi}{(1-\beta'\cos\varphi)^3}$$

ist nämlich auf der rechten Seite der Abstand r zwischen Emissionszentrum und Aufpunkt unterdrückt; sie lautet vollständig nach Abrahams Buch (II, § 14) reproduziert:

$$\mathfrak{E} = \frac{e\,\dot{v}\sin\varphi}{r\,c^2\,(1-\beta'\cos\varphi)^3}.$$

Wie man hieraus sofort ersieht, nimmt auch nach der von Herrn Sommerfeld vertretenen Theorie der Röntgenstrahlung die Energiedichte der von einem einzelnen beschleunigten Elektron fortgehenden Strahlung umgekehrt proportional mit dem Quadrat des Abstandes von dem Emissionszentrum bis zu beliebigen kleinen Werten ab. Da diese Abnahme der Energiedichte eine wesentliche Eigenschaft der durch Sommerfelds Theorie beschriebenen Strahlung ist und da genau dieselbe Eigenschaft auch die Ätherwellenhypothese postuliert, so darf man wohl die von Sommerfeld vertretene Theorie der Röntgenstrahlung durch die Bezeichnung „Ätherwellentheorie" oder „Ätherimpulstheorie"[1] in ihrem wesentlichen Inhalt charakterisieren.

In einer späteren Mitteilung möge die Hypothese bloßgelegt werden, aus deren Kombination mit den Maxwellschen Feldgleichungen die von Sommerfeld vertretene Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen resultiert. Aufgabe der vorliegenden Mitteilung ist, zwischen der Lichtquantenhypothese und der Ätherimpulstheorie auf Grund von Beobachtungen an Röntgenstrahlen zu entscheiden, über deren Resultate die zwei Erklärungsweisen in qualitativer oder quantitativer Hinsicht verschiedene Konsequenzen liefern.

2. Sind die Beobachtungen von Kaye und Baßler zur Prüfung der Ätherimpulstheorie geeignet?

Bei der Prüfung der Ätherimpulsheorie an den bis jetzt vorliegenden Beobachtungen ist Herr Sommerfeld geneigt, die Beobachtungen von Kaye

1) Herr Sommerfeld selbst bekennt sich zu der Auffassung (diese Zeitschr. 1, 105, 1899), „daß nämlich die Röntgenstrahlen als eine impulsive (d. h. kurze und starke) Gleichgewichtsstörung des Äthers anzusehen sind, welche durch die plötzliche Hemmung der von den Kathodenstrahlen mitgeführten Ladungen hervorgerufen wird".

und Baßler, welche seine Theorie zu bestätigen scheinen, als zuverlässig, meine ihr ungünstigen Beobachtungen dagegen als weniger brauchbar zu bewerten. So äußert er die Ansicht, ohne sie zu begründen, daß die Messung der Intensität der Röntgenstrahlen nach der Methode der Ionisierung (Kaye, Baßler) befriedigender sei als die Messung nach der photographischen Methode[1]). Dies veranlaßt mich, beide Methoden einem Vergleich zu unterziehen. Sie beruhen beide darauf, daß in einer Substanzschicht a (Luft in der Ionisierungszelle, Bromsilbergelatineschicht) ein Bruchteil μR der sie durchlaufenden Röntgenstrahlen zur Absorption gebracht wird. Ist der Charakter (Absorbierbarkeit) der Röntgenstrahlen unverändert, so ist innerhalb ziemlich weiter Grenzen die von ihnen hervorgebrachte Ionisierung J und die photographische Schwärzung S proportional μR, es gilt also

$$\mu_i R = k_i J \quad \text{oder} \quad R = \frac{k_i}{\mu_i} J \quad \text{und}$$

$$\mu_p R = k_p S \quad \text{oder} \quad R = \frac{k_p}{\mu_p} S.$$

Wären die Größen $\mu_i = 1 - e^{-\varkappa_i a_i} = \varkappa_i a_i$, $\mu_p = 1 - e^{-\varkappa_p a_p} = \varkappa_p a_p$, k_i und k_p bekannt, so würde die Intensität der Röntgenstrahlen im absolutem Maß (erg · cm^{-2} · sec^{-1}) gemessen werden können. Da dies nicht der Fall ist, so ist nach beiden Methoden nur ein Vergleich der Intensitäten zweier Röntgenstrahlenbündel möglich.

Und zwar wird das Verhältnis der zwei Röntgenstrahlintensitäten $\frac{R_1}{R_2}$ dann gleich dem messenden Verhältnis $\frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{S_1}{S_2}$, wenn $\varkappa_1 = \varkappa_2$ und $k_1 = k_2$ gilt, wenn also die verglichenen Intensitäten gleichen Absorptionsindex besitzen. Mit abnehmendem Absorptionsindex $\varkappa$ wird sowohl k_i wie k_p kleiner; ob mit abnehmendem Absorptionsindex die Größen $\frac{k_i}{\varkappa_i a_i}$ und $\frac{k_p}{\varkappa_p a_p}$ in dem in der Praxis in Betracht kommenden Variationsbereich des Charakters der Röntgenstrahlen mit $\varkappa$ sich beträchtlich ändern, inwieweit also die Änderung von k durch eine relativ gleiche Änderung von $\varkappa$ kompensiert wird, läßt sich schwer beurteilen. Die Messung des Verhältnisses zweier Röntgenstrahlintensitäten von verschiedenem Absorptionsindex durch das Verhältnis $\frac{J_1}{J_2}$, bez. $\frac{S_1}{S_2}$, ist also nach beiden Methoden ungenau. Wenn $\varkappa_2 > \varkappa_1$ ist, so gilt jedenfalls $\frac{R_1}{R_2} < \frac{\varkappa_{i2}}{\varkappa_{i1}} \frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{R_1}{R_2} < \frac{\varkappa_{p2}}{\varkappa_{p1}} \frac{S_1}{S_2}$.

Was die Fehlerquellen der beiden Methoden betrifft, so leiden sie beide unter der Sekundärstrahlung, welche von den festen Wänden ausgeht, die die absorbierende Schicht begrenzen. Diese Sekundärstrahlung und die durch sie bedingte Veränderung des Verhältnisses $\frac{J_1}{J_2}$ bez. $\frac{S_1}{S_2}$ ist um so merkbarer, je größer das Atomgewicht der begrenzenden Wände ist. Bei der Ionisierungsmethode bestehen die begrenzenden Wände aus Metall (bei Baßler aus Blei); bei meiner Versuchsanordnung bestanden die Wände (Papier und Zelluloid) aus Material von kleinem Atomgewicht.

Was die praktische Handhabung der Methoden unabhängig von ihrer speziellen Anwendung auf Röntgenstrahlen betrifft, so steht die photographische Methode der Ionisierungsmethode nicht nach, wenn die Schwärzungen S_1 und S_2 von derselben Schicht nach gleicher chemischer Behandlung mit einem zuverlässigen Photometer abgenommen werden.

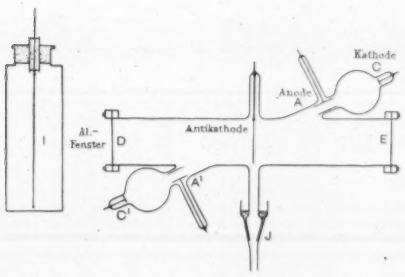
In einer Hinsicht ist aber die photographische Methode der Ionisierungsmethode weit überlegen: während nämlich diese eine zeitliche Folge der miteinander zu vergleichenden Messungen zweier gleichzeitiger Strahlungen verlangt, gestattet die photographische Methode in der von mir gewählten Anordnung gleichzeitige Strahlungsintensitäten in sehr vielen verschiedenen Emissionsrichtungen gleichzeitig zu messen, sie schließt die Fehlerquelle aus, daß zwischen den zeitlich aufeinander folgenden Messungen der Intensität in verschiedenen Emissionsrichtungen der Zustand der Röntgenröhre (Absorbierbarkeit und Intensität der Strahlung) sich ändert. Dieser Vorteil ist ein so großer, daß in weiteren Untersuchungen über die Abhängigkeit der Röntgenstrahlintensität von der Emissionsrichtung die photographische Methode wohl bevorzugt werden dürfte. Da im übrigen die beiden Methoden nach meiner Ansicht ziemlich gleichwertig sind, so ist im Interesse der Brauchbarkeit weiterer Untersuchungen zu wünschen, daß Herr Sommerfeld den Grund mitteilt, warum nach seiner Ansicht die Ionisierungsmethode befriedigender ist.

Was nun die Beobachtungen Kayes und Baßlers im speziellen betrifft, so möchte ich bezweifeln, daß sie als zuverlässige Stütze

[1]) Ähnlich bemerkt Herr Sommerfeld bezüglich Herwegs und meiner Beobachtungen an Röntgenstrahlen: „beides allerdings zunächst nur an den photographisch wirksamen Strahlen nachgewiesen". Es wäre wünschenswert, daß Herr Sommerfeld diese Einschränkung näher begründet; er scheint anzunehmen, daß es auch Röntgenstrahlen gibt, welche photographisch nicht wirksam sind.

der Ätherimpulstheorie angesprochen werden können.

Von der vorläufigen Mitteilung von W. C. Kaye[1]) habe ich erst einige Zeit nach dem Erscheinen meiner zur Diskussion stehenden Abhandlung durch die Zusendung eines Sonderabdruckes Kenntnis erhalten. In der Figur ist die Versuchsanordnung Kayes reproduziert. Auf die Antikathode fallen entweder von C oder von C_1 her Kathodenstrahlen, es treten darum durch das Aluminiumfenster D Röntgenstrahlen aus, die entweder in der Richtung oder entgegengesetzt der Richtung der erzeugenden Kathodenstrahlen verlaufen. Kaye beobachtet im ersten Fall eine größere Röntgenstrahlintensität als im



zweiten Fall. Nun aber untersucht und diskutiert Herr Kaye nicht folgende Fehlerquelle. Seine Antikathode ist immer eine sehr dünne Metallfolie ($1 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$ cm *Au*, $1 \cdot 10^{-5}$, $2 \cdot 10^{-5}$ cm *Al*); durch so dünne Folien gehen aber, wie bekannt ist, Kathodenstrahlen von großer Geschwindigkeit zu einem großen Prozentsatz hindurch; treffen die hindurchgegangenen Kathodenstrahlen die Glaswand oder das Aluminiumfenster auf der Rückseite der Antikathode, so entstehen dadurch neben den Röntgenstrahlen aus der Antikathode neue Röntgenstrahlen. Der Emissionsort dieser störenden Röntgenstrahlung liegt aber dann, wenn die Kathodenstrahlen in der Richtung $C \longrightarrow$ Antikathode laufen, viel näher an der Ionisierungszelle, als wenn sie in der Richtung $C_1 \longrightarrow$ Antikathode laufen. Diese Dissymmetrie der Intensität der störenden Röntgenstrahlung in bezug auf die Ionisierungszelle kann die von Kaye beobachtete Dissymmetrie hauptsächlich verursacht haben. Nehmen wir gemäß den Beobachtungen Lenards als Absorptionsindex für die in Betracht kommenden Strahlen die Werte $\varkappa_{Au} = 55000\ \mathrm{cm}^{-1}$, $\varkappa_{Al} = 7100\ \mathrm{cm}^{-1}$, so gingen in Kayes Versuchen durch $1 \cdot 10^{-5}$ cm und $2 \cdot 10^{-5}$ cm Goldfolie, durch $1 \cdot 10^{-5}$ cm und $2 \cdot 10^{-5}$ cm Aluminiumfolie ungefähr 50 und 30 Proz. bez. 90 und 80 Proz. hindurch. Diese große durch die Antikathode hindurchgehende Kathodenstrahlmenge beobachtet Kaye in der Tat auch an der Fluoreszenz der Glaswand hinter der Antikathode, hält sie indes irrtümlich für eine sekundäre von den Röntgenstrahlen erzeugte Kathodenstrahlung. Er schreibt nämlich: „Ferner ist, wie die Phosphoreszenz der Glaswände der Röhre beweist, die begleitende sekundäre Kathodenstrahlung nach der Rückseite der Antikathode viel intensiver wie diejenige nach der Vorderseite". Wie es nach dem Charakter der in diesen Versuchen wirksamen Fehlerquelle zu erwarten war, erhält Kaye eine um so größere Dissymmetrie, je größer die Geschwindigkeit der Kathodenstrahlen, je dünner die Metallfolie und je kleiner deren Atomgewicht ist; desto größer ist nämlich der Prozentsatz der durch die Antikathode hindurch nach hinten austretenden Kathodenstrahlen.

Ich komme zu der Diskussion der Baßlerschen Beobachtungen durch Herrn Sommerfeld. So sehr ich die Sorgfalt anerkenne, mit der Baßler das Phänomen der Polarisation der primären Röntgenstrahlen gegen jeden Zweifel sicher stellte, so möchte ich doch der irrtümlichen Beurteilung eines Teiles der Baßlerschen Beobachtungen durch Herrn Sommerfeld entgegentreten. Herr Sommerfeld glaubt in Baßlers Beobachtungen über die Abhängigkeit der prozentischen polarisierten Röntgenstrahlintensität von der Emissionsrichtung eine bemerkenswerte Bestätigung der von ihm vertretenen Theorie erblicken zu dürfen; den wesentlichen Inhalt seiner Mitteilung sieht er in der Diskussion der Baßlerschen Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut. Bei dieser Diskussion verwertet er aber gerade den in Frage kommenden Teil der Baßlerschen Beobachtungen nicht einwandfrei. Er schreibt: „Wir können mit demselben Recht unsere theoretischen Kurven auf die Verteilung der Polarisation wie auf die der Intensität anwenden. Diese Anwendung ist sogar befriedigender wie jene, einmal, weil wir in der Baßlerschen Arbeit quantitativ zuverlässige, wenn auch nicht zahlreiche Messungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut zur Verfügung haben, sodann deshalb, weil die Polarisationsmessungen viel weniger wie die Intensitätsmessungen durch die Absorption in der Röhrenwand beeinträchtigt werden."

Was die quantitative Leistungsfähigkeit der Baßlerschen Methode, verglichen mit der photographischen Methode, betrifft, so verweise

1) W. C. Kaye, Proc. Cambr. Soc. **15**, 269, 1909.

ich auf meine obigen Darlegungen. Wenn Herr Sommerfeld in bezug auf die Beobachtungen Baßlers zwischen „Polarisationsmessungen" und „Intensitätsmessungen" unterscheidet, so ist schwer zu erkennen, was er darunter versteht. Denn die Baßlerschen Messungen sind Messungen der gesamten und der polarisierten Intensität, und Herr Sommerfeld ist im Irrtum, wenn er glaubt, daß die Baßlerschen Beobachtungen über die Abhängigkeit der Polarisation vom Azimut viel weniger durch die Absorption in der Glaswand beeinträchtigt werden.

Sehen wir nämlich ab von dem oben diskutierten Einfluß der Variation des Absorptionsindex auf die Messung der in den Meßraum eintretenden Röntgenstrahlintensität und teilen wir, wie es Herr Sommerfeld tut, die Intensität der Röntgenstrahlen in eine polarisierte oder geordnete Intensität R_z („Bremsstrahlung") und in eine unpolarisierte oder ungeordnete Intensität R_u („Fluoreszenzstrahlung") und nehmen mit Herrn Sommerfeld an, daß R_u hinsichtlich seiner Größe und seines Absorptionsindex unabhängig sei vom Azimut, so gilt

$$R_z = R_{z_0} e^{-\varkappa_z a} \text{ und } R_u = R_{u_0} e^{-\varkappa_u a}.$$

Nun ist die Dicke der Glaswand in den Baßlerschen Beobachtungen mit dem Azimut etwa in dem Verhältnis 1 : 2 bis 1 : 3 variabel. Bilden wir also wie Herr Sommerfeld das Verhältnis der Bremsstrahlung (geordnete, polarisierte Strahlung) zur Fluoreszenzstrahlung (ungeordnete, unpolarisierte Strahlung), so haben wir in diesem Verhältnis

$$\frac{R_z}{R_u} = \frac{R_{z_0}}{R_{u_0}} e^{-(\varkappa_z - \varkappa_u) a}$$

die Glasdicke a als Funktion von φ zu betrachten; in den Baßlerschen Beobachtungen ist darum die Größe der prozentischen polarisierten Intensität allein durch die Variation der Dicke der Glaswand mit dem Azimut eine Funktion des Azimutes. Denn daß $\varkappa_z - \varkappa_u$ von Null verschieden ist, geht aus Baßlers eigenen Beobachtungen hervor, welcher wenigstens für ein Azimut ($\varphi = 90°$) feststellte, daß die prozentische Polarisation mit der Größe der Absorption in einer von den Röntgenstrahlen durchlaufenen Schicht sich ändert. Ferner sind die Baßlerschen Beobachtungen hinsichtlich ihrer quantitativen Verwertbarkeit für Azimute größer als 110° nach Baßler, bez. kleiner als 70° nach Sommerfeld kaum brauchbar. Für solche Azimute kommt nämlich die Absorption der Röntgenstrahlen auf ihrem Wege durch die oberste Schicht der Antikathode wegen des großen Wertes von $\varkappa = 1900\ \text{cm}^{-1}$ für Platin Bedeutung. Diesen Punkt hat bereits B. Walter[1]) ausführlich diskutiert.

Zusammenfassend ist also festzustellen, daß die Beobachtungen Baßlers über die Abhängigkeit der polarisierten Intensität primärer Röntgenstrahlen von dem Azimut nicht frei sind von der Abhängigkeit der Absorption vom Azimut, sowohl was die Absorption in der ungleichmäßig dicken Glaswand als auch was die Absorption in der Antikathode betrifft.

3. Prüfung der Atherimpulstheorie an der Erfahrung.

Meine Beobachtungen über die dissymmetrische Emission der Röntgenstrahlen hatten in erster Linie die Aufgabe, die Existenz des Phänomens selbst sicher zu stellen. Sie sind indes in zweierlei Hinsicht bereits so weit quantitativ, daß sie eine quantitative Prüfung der Atherimpulstheorie ermöglichen. Nach dieser liegt das Maximum der Intensität für $\beta = 1/3$ im Azimut $\varphi = 67°$. Wie Herr Sommerfeld selbst bemerkt, ist die Lage des Intensitätsmaximums unabhängig von der Überlagerung einer nach allen Richtungen gleichmäßigen Fluoreszenzstrahlung. Der Wert $\beta = 1/3$ entspricht einem Kathodenfall von 28000 Volt. Die von mir mitgeteilten Intensitätskurven (Fig. 7 und 8) entsprechen einem Kathodenfall von weniger als 30000 Volt. Nun aber liegt bei den zwei Aufnahmen, von denen die eine außerhalb, die andere innerhalb der Röhre erhalten wurde, das Maximum der Strahlungsintensität bei einem Azimut von $\varphi = 60°$, bez. von $\varphi = 50°$. Die obere Kurve der Fig. 8 ist zuverlässiger als die Kurven der Fig. 7, da sie nicht auf Glasabsorption korrigiert zu werden brauchte; das Azimut der maximalen Intensität $\varphi = 50°$ halte ich bei ihr bis auf $+5°$ für sicher. Da bei ihr, wie aus dem großen Wert des Absorptionsindex geschlossen werden kann, β beträchtlich kleiner als $1/3$ war, so ist die Differenz zwischen der Theorie und der Beobachtung sicher größer als $17° \pm 5°$. Diese Differenz kann nicht zu ungunsten der Genauigkeit der Beobachtungen gedeutet werden. Daß in den Beobachtungen der Fig. 7 und 8 das Maximum nicht bei größeren Azimuten lag, wird auch dadurch gestützt, daß in einer Aufnahme, während welcher der Kathodenfall durchschnittlich erheblich größer als bei den obigen war, das Maximum bei einem noch kleineren Azimut, nämlich bei $\varphi = 35°$, lag.

Weiter ist aus den Kurven Sommerfelds ersichtlich, daß nach der Atherimpulstheorie die Intensität der Bremsstrahlung in dem Azimutfeld

1) B. Walter, Fortschr. a. d. Geb. d. Röntgenstr. II, 1907.

von 20°—30° und von 150°—160° klein ist, verglichen mit der Intensität in dem Azimutfeld von 50°—60°. Nach dieser Theorie kann in jenen Azimutfeldern nur dann eine merkbare Intensität auftreten, wenn der Bremsstrahlung eine relativ intensive Fluoreszenzstrahlung übergelagert ist. Da aber diese in allen Emissionsrichtungen gleiche Intensität und gleichen Absorptionsindex hat, so müssen ihre Intensitäten in den Azimutfeldern 20°—30° und 150°—160° gleich groß unabhängig von der Absorption in einer überall gleich dicken Schicht sein (Sommerfelds Fig. 5). Übereinstimmend ist indes nach allen meinen veröffentlichten und unveröffentlichten Aufnahmen die Intensität in dem Azimutfeld 20°—30° nur wenig kleiner als in dem Azimutfeld 50°—60°, dagegen erheblich größer als in dem Azimutfeld 150° bis 160°, und zwar, wie besonders der Vergleich der Kurven der Fig. 8 untereinander und mit der korrigierten Kurve der Fig. 7 ergibt, um so größer, je größer die Absorption in einer überall gleich dicken Schicht ist. Daß diese große quantitative Differenz zwischen der Ätherimpulstheorie und den Beobachtungen aus einer Ungenauigkeit der Beobachtungen erklärt werden könnte, ist ausgeschlossen.

Vergleicht man also die Ätherimpulstheorie mit meinen Beobachtungen hinsichtlich der Abhängigkeit der Intensität der Emission vom Azimut, so ist die wirkliche Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene zu den Kathodenstrahlen beträchtlich größer als die theoretische Dissymmetrie, sowohl was die Lage der Richtung maximaler Intensität als auch was die Intensitäten in den Azimutfeldern 20°—30° und 150°—160° relativ zur Intensität in dem Azimutfeld 50°—60° betrifft. Der Konsequenz der Tatsache, daß die wirkliche Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene beträchtlich größer ist als die von der Ätherimpulstheorie geforderte Dissymmetrie, kann diese Theorie nicht mit der Erklärung ausweichen, daß die ihren Formeln zugrunde liegende Annahme nur einen Idealfall darstelle, in welchem die nach der Theorie mögliche maximale Dissymmetrie[1]) nicht zur Entwicklung komme; das ist die Annahme, daß alle Kathodenstrahlelektronen geradlinig parallel der Richtung des Kathodenstrahlbündels je in einem einzigen Zusammenstoß bis zur Geschwindigkeit Null verzögert werden. Gerade diese Annahme liefert indes die mögliche maximale Dissymmetrie nach den hypothetischen Voraussetzungen der Ätherimpulstheorie. Denn finden mehrere aufeinander folgende geradlinige Bremsungen desselben Elektrons parallel der Kathodenstrahlrichtung statt, so wird die Dissymmetrie in bezug auf die Normalebene keinesfalls größer als die diskutierte (maximale) Dissymmetrie. Und kommen außer Beschleunigungen von der Richtung $\varphi = 0°$ noch geneigte Beschleunigungen vor, so lassen sich diese gemäß der Voraussetzung der Ätherimpulstheorie in Komponenten parallel und in Komponenten normal zur Kathodenstrahlrichtung zerlegen; die letzteren Beschleunigungskomponenten liefern eine Ausstrahlung, welche symmetrisch ist in bezug auf die Normalebene, so daß auch in diesem Falle eine Verringerung der Dissymmetrie der Röntgenstrahlung in bezug auf die Normalebene resultiert.

Nachdem festgestellt ist, daß einerseits die Kurven Sommerfelds bereits die nach der Ätherimpulstheorie mögliche maximale Dissymmetrie der Röntgenstrahlemission darstellen, daß andererseits in einem Falle die wirklich beobachtete Dissymmetrie beträchtlich größer ist als die maximale Dissymmetrie nach dieser Theorie, ist die Frage zu beantworten, ob die wirklich beobachtete Dissymmetrie nach der Lichtquantenhypothese möglich ist. Wie ich an früheren Stellen dargelegt habe, hat man sich gemäß dieser Hypothese vorzustellen, daß sich der Schwerpunkt eines Strahlungsquantums in der Emissionsrichtung mit Lichtgeschwindigkeit bewegt und daß um diesen Schwerpunkt jedenfalls der größte Teil der Energie des Strahlungsquantums innerhalb eines relativ kleinen Volumens konzentriert bleibt, unabhängig von dem Abstand vom Emissionsort. Die Strahlungsenergie, welche demnach von einem einzelnen Elektron während einer Beschleunigungsperiode weggeht, verteilt sich nicht auf alle möglichen Emissionsrichtungen (Ätherwellentheorie), sondern sie bleibt in einer ausgezeichneten Emissionsrichtung konzentriert, während in alle anderen

1) Auch mit der Annahme gleichförmiger Bremsung bringt die Ätherimpulstheorie die Dissymmetrie bereits auf ein Maximum. Der Fall gleichförmiger Bremsung ist physikalisch sehr wenig wahrscheinlich. Die Beschleunigung des Kathodenstrahlelektrons erfolgt in Wirklichkeit in der Weise, daß es in ein atomistisches elektromagnetisches Kraftfeld eindringt, daß beim Vordringen in diesem Feld die auf das Elektron ausgeübte Kraft und somit die Beschleunigung des Elektrons wächst, während seine Geschwindigkeit abnimmt. Das gebremste Elektron erfährt darum in Wirklichkeit bei kleineren Geschwindigkeiten größere Beschleunigungen als bei großen Geschwindigkeiten, bei jenen ist aber die Dissymmetrie in der Ausstrahlung kleiner als bei großen Geschwindigkeiten. Würde man also die Ätherimpulstheorie auf den physikalisch wahrscheinlichen Fall anwenden, daß die Beschleunigung des Kathodenstrahlelektrons bei abnehmender Geschwindigkeit während der Bremsung wächst, dann würde aus der Theorie auch aus diesem Grunde eine kleinere Dissymmetrie der Strahlung resultieren, als die von Herrn Sommerfeld mitgeteilten Kurven zeigen.

Emissionsrichtungen überhaupt keine Energie fließt. Werden darum alle in gleicher Richtung auf die Antikathode auftreffenden Kathodenstrahlelektronen schon im ersten Zusammenstoß so stark verzögert, daß sie in den weiteren Zusammenstößen keine durchdringende Röntgenstrahlung mehr zu emittieren vermögen, so stellt sich die nach der Lichtquantenhypothese mögliche maximale Dissymmetrie der Emission von Röntgenstrahlen ein; es geht, wie es die Fig. 1 meiner früheren Mitteilung zeigt, die ganze Röntgenstrahlintensität nach der Rückseite der Normalebene, überhaupt keine Intensität nach der Vorderseite. Diese nach der Lichtquantenhypothese mögliche maximale Dissymmetrie wird nun in der Wirklichkeit, selbst abgesehen von der Eigenstrahlung der Antikathode, um so weniger erreicht, je größer die Zahl und die Geschwindigkeit derjenigen Kathodenstrahlelektronen ist, welche durch den ersten Zusammenstoß nach der Vorderseite der Normalebene in der Antikathode reflektiert werden. Indem diese nach vorne reflektierten Kathodenstrahlelektronen in weiteren Zusammenstößen verzögert werden, können sie auch nach der Vorderseite der Normalebene Strahlungsquanten zur Emission bringen. Indes werden diese nach vorn emittierten Strahlungsquanten deswegen eine kleinere Frequenz besitzen und darum absorbierbarer sein als die nach der Rückseite emittierten Quanten, weil die Energie der nach vorn reflektierten Kathodenstrahlelektronen infolge des Energieverlustes beim ersten Zusammenstoß durchschnittlich kleiner ist als die Energie der einfallenden Kathodenstrahlelektronen, welche nach der Rückseite der Normalebene Strahlungsquanten emittierten. So erklärt sich nach der Lichtquantenhypothese die Dissymmetrie der Röntgenstrahlenemission hinsichtlich der Absorbierbarkeit. Was die Lage der Emissionsrichtung maximaler Intensität betrifft, so wird sie nach der Lichtquantenhypothese in erster Linie durch diejenige Richtung bestimmt, in welcher die Zahl der Beschleunigungen von Kathodenstrahlelektronen ein Maximum hat. Die Lage dieser Richtung hängt zweifellos ab von der Geschwindigkeit der primären Kathodenstrahlen und vom Anodenmaterial; daß das Azimut der Richtung maximaler Intensität den kleinen Wert hat, den ich für eine Kohlenantikathode gefunden habe, ist mit der Lichtquantenhypothese verträglich; die Lage dieser Richtung in einem Spezialfall sagt weder zugunsten noch zuungunsten der Lichtquantenhypothese etwas aus. Dagegen spricht entschieden zugunsten dieser Hypothese die Tatsache, daß in einem Spezialfall die Intensität im Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner war als die Intensität im Azimutfeld 50^0—60^0 und viel weniger absorbierbar als die Intensität im Azimutfeld 150^0—160^0.

Eine weitere Tatsache, welche die Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlen ebenfalls nicht erklären kann, ist die Erscheinung, daß Röntgenstrahlen bei ihrer Absorption selbst in sehr großen Abständen von der Antikathode negative Elektronen zur Emission bringen, deren kinetische Energie von der Ordnung der Energie der primären Kathodenstrahlen ist. Ich habe an früherer Stelle[1]) ausführlich dargelegt, daß dieses Phänomen nicht aus einer Superposition der Strahlung von vielen einzelnen Emissionszentren erklärt werden kann, daß vielmehr die Emission jedes einzelnen sekundären Kathodenstrahlelektrons ausschließlich durch die Strahlung von seiten eines einzelnen Elektrons in der Antikathode bewirkt wird. Es kommt also bei der Emission des sekundären Kathodenstrahlelektrons in einer Zeit von der Ordnung $\frac{\lambda}{c}$ (λ „Impulsbreite" der Röntgenstrahlung) die gesamte von einem einzelnen Elektron ausgestrahlte Energie zur Transformation in kinetische Energie des sekundären Kathodenstrahls selbst in sehr großen Abständen von der Antikathode. Dieses Phänomen ist im Prinzip die Realisation des Hauptinhalts der Lichtquantenhypothese, nämlich der Annahme, daß die Energie der elektromagnetischen Ausstrahlung eines einzelnen Elektrons unabhängig vom Abstand vom Emissionsort um ihren Schwerpunkt konzentriert bleibt. In meiner früheren Mitteilung (diese Zeitschr. **10**, 579, 1909) und in der letzten Mitteilung (diese Zeitschr. **10**, 902, 1909) habe ich diesem Phänomen eine entscheidende Bedeutung beigemessen zugunsten der Lichtquantenhypothese und zuungunsten der Ätherwellenhypothese, nach welcher die Strahlung eines einzelnen Elektrons nach allen Richtungen im Raum sich ausbreitet. Da die Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlung zu dem Inhalt der Ätherwellenhypothese führt, da nämlich nach ihr die Energiedichte der Strahlung eines einzelnen Elektrons in jeder Richtung umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum ist, so besitzt jenes Phänomen auch gegenüber der Ätherimpulstheorie die gleiche entscheidende Bedeutung wie gegenüber der Ätherwellenhypothese.

Zusammenfassung.

1. Die von Herrn Sommerfeld vertretene Ätherimpulstheorie der Röntgenstrahlung stimmt mit der Ätherwellenhypothese in der Aussage überein, daß von einem einzelnen beschleunigten

1) J. Stark, diese Zeitschr. **10**, 579, 1909.

Elektron nach allen Richtungen im Raume Strahlung weggeht und daß in jeder Emissionsrichtung die Energiedichte der Strahlung umgekehrt proportional dem Quadrat des Abstandes vom Emissionszentrum ist.

2. Die Ionisierungsmethode zur Vergleichung der Intensitäten von Röntgenstrahlen bietet gegenüber der photographischen Methode keinen Vorteil.

3. In den Beobachtungen von Kaye über dissymmetrische Emission von Röntgenstrahlen ist auf den Durchgang der Kathodenstrahlen durch die dünne Antikathode keine Rücksicht genommen.

4. Bei der theoretischen Verwertung der Beobachtungen Baßlers über die Abhängigkeit der prozentischen polarisierten Intensität vom Azimut ist darauf Rücksicht zu nehmen, daß diese Beobachtungen nicht frei sind von der Abhängigkeit der Absorption in der Glaswand und der Antikathode vom Azimut.

5. Das Azimut der Emissionsrichtung maximaler Intensität ist nach meinen Beobachtungen an einer Kohlenantikathode um mehr als $17^0 \pm 5^0$ kleiner, als die von Herrn Sommerfeld vertretene Theorie der Röntgenstrahlen zuläßt.

6. Nach meinen Beobachtungen an einer Kohlenantikathode ist die Intensität in dem Azimutfeld 20^0—30^0 nur wenig kleiner als im Azimutfeld 50^0—60^0 und viel weniger absorbierbar als die Intensität im Azimutfeld 150^0 bis 160^0. Diese Relation widerspricht der Ätherimpulstheorie.

7. Die in 5. und 6. charakterisierte große Dissymmetrie der Röntgenstrahlung einer Kohlenantikathode in bezug auf die Normalebene zu den erzeugenden Kathodenstrahlen ist nach der Lichtquantenhypothese möglich.

8. Das Phänomen der Emission schneller sekundärer Kathodenstrahlen durch Röntgenstrahlen ist nicht zu erklären nach der Ätherimpulstheorie, wohl aber nach der Lichtquantenhypothese.

Aachen, Physik. Institut der Techn. Hochschule, 23. Dezember 1909.

(Eingegangen 28. Dezember 1909.)

REFERATE.

Eine Wechselstrommaschine mit 100000 Perioden in der Sekunde.

Von O. Berg.

In dem Juli-Hefte des „Electrician" beschreibt E. F. W. Alexanderson eine Wechselstrommaschine, die zur direkten Erzeugung der Wellen für drahtlose Telegraphie geeignet ist. Die Maschine gehört dem Induktortyp an (Feldmagnete und Ankerwindungen feststehend, nach Art der Wechselstromsirene). Die induzierten Windungen liegen zickzackförmig in den radialen Nuten zweier eiserner Zahnkranzringe mit je 600 radialen Zähnen. (In jeder Zahnlücke liegt also nur je eine Windung.) Zwischen diesen beiden Zahnkränzen rotiert mit möglichst kleinem Luftzwischenraum eine Scheibe aus Chromnickelstahl, die beiderseitig mit 300 radialen Zähnen ausgerüstet ist. Die Zahnlücken sind hier des Luftwiderstandes wegen mit unmagnetischem Metall ausgefüllt. Die Feldwindungen sind so gelegt, daß das erregende Feld quer durch die Zahnkränze, überall der Achse parallel verläuft. Bei Rotation der Stahlscheibe werden durch deren Zähne in einem bestimmten Moment 300 Zähne der äußeren Zahnkränze miteinander magnetisch verbunden, im nächsten Moment die 300 dazwischenliegenden. Da die (600) Drahtwindungen in den äußeren Zahnkränzen zickzackförmig hin- und herlaufen, erfolgt also nach je $^1/_{600}$ Umdrehung der mittleren Stahlscheibe ein Stromwechsel in der Ankerwindung. Durch sehr sorgfältige mechanische Konstruktion wurde nun eine Tourenzahl von 20000 Umdrehungen in der Minute erreicht. Die Zahl der ganzen Perioden beträgt also 100000 in der Sekunde. Die Leistung ist etwa 2,1 Kilowatt. Die größte Leistung wird erzielt, wenn die Maschine mit einem Kondensator von gleicher Impedanz in Serie geschaltet wird. Während des Anlaufens der Maschine traten bei 1700 und 9000 Touren starke Achsenschwingungen auf, die durch besondere Hilfslager unschädlich gemacht wurden. Die Achse ist elastisch. Bei höheren Tourenzahlen läuft die Maschine auffallend ruhig.

(Eingegangen 1. Dezember 1909.)

BESPRECHUNGEN.

D. Vorländer und H. Hauswaldt, Achsenbilder flüssiger Kristalle. Aus den Abhandlungen der Kaiserl. Leop. Carol. Deutschen Akademie der Naturforscher, Bd. 90, No. 2. Mit 19 Tafeln. Leipzig, Wilh. Engelmann. 1909. M. 9.—

Den wesentlichen Inhalt der vorliegenden Arbeit, die außer einem kurzen Text auf 19 Tafeln 80 prachtvoll ausgeführte Reproduktionen von photographischen Aufnahmen enthält, resümieren die Verfasser mit folgenden Worten:

1. „Die flüssigen Kristalle sind in ihren Grundformen einachsig und geben im konvergenten polarisierten Lichte Interferenzfiguren, welche mit den Achsenbildern einachsiger fester Kristalle übereinstimmen".

„2. Einachsige flüssige Kristalle lassen sich winkelförmig knicken unter Bildung von einachsigen Doppelkristallen, welche mit festen Zwillingsplatten identisch sind".

„3. Die Größe des Knickwinkels konnte annähernd ermittelt werden".

Die Veröffentlichung dieser schönen Schrift ist darum mit besonderer Freude zu begrüßen, weil das in ihr enthaltene Anschauungsmaterial auch denjenigen, die die flüssigen Kristalle experimentell nicht näher studiert haben, ein gewisses Urteil in der Frage ermöglicht, ob und inwieweit die „flüssigen Kristalle" als wirkliche Kristallgebilde aufzufassen sind.

Werner Mecklenburg.

J. Classen, Vorlesungen über moderne Naturphilosophen (Du Bois-Reymond, F. A. Lange, Haeckel, Ostwald, Mach, Helmholtz, Boltzmann, Poincaré und Kant). 8. 180 S. Hamburg, C. Boysen. 1908. M. 3.50, gebunden M. 4.50

Die Vorlesungen, die im Winter 1907/08 in Hamburg gehalten wurden, behandeln den wissenschaftlichen Materialismus (Du Bois-Reymond und Lange), den Monismus Haeckels, die Energetik Ostwalds, den Empirismus Machs und die im engeren Anschluß an die moderne Physik entstandenen Anschauungen (Kirchhoff, Helmholtz, Hertz, Boltzmann, Poincaré). Verf. nimmt der Philosophie gegenüber einen etwas skeptischen Standpunkt ein: „Rein philosophische Gedankenrichtungen lösen sich ab wie die Launen der Mode" (S. 34); seine Absicht ist, zu zeigen, „daß man über viele dieser Dinge verschiedener Ansicht sein und bleiben kann, ganz seiner individuellen Anlage nach" (S. 5, 6). Dieser Standpunkt ermöglicht eine recht objektive Würdigung der einzelnen Systeme, ohne eine manchmal erfrischende Kritik auszuschließen. So werden Haeckels naturphilosopische Schriften nicht unzutreffend als die populäre Darstellung eines Systems bezeichnet, das niemals wissenschaftlich entwickelt worden ist. Den Wert eines naturphilosophischen Systems beurteilt der Verf. — angeblich — lediglich nach seinen naturwissenschaftlichen Konsequenzen. „Die Zulässigkeit einer solchen Weltanschauung hängt ganz davon ab, ob sie mit den Ergebnissen der Naturwissenschaft übereinstimmt, ob sie dieselben fördert oder hemmt" (S. 107). Unter diesem Gesichtspunkt werden die einzelnen philosophischen Systeme kritisch betrachtet.

Die Auseinandersetzung mit Mach wird besonderes Interesse beanspruchen. Es wird ausgeführt, daß die Auflösung der Welt in Empfindungselemente Unterschiede verschwinden läßt, die nicht verwischt werden dürfen. So läßt das Machsche System eine strenge Trennung zwischen biologischer und anorganischer Forschung nicht zu, deren Unterschied der Verf. in einer der Vorlesungen festzustellen sucht.

Die letzte Vorlesung ist allgemeinen Betrachtungen über die Aufgabe der Philosophie gewidmet und geht auch auf die Bedeutung Kants für die moderne Naturphilosophie ein, allerdings ohne die hier vorhandenen Beziehungen im einzelnen zu verfolgen. Leider findet sich auch (S. 162) die ominöse Identifizierung von „aprioriischen" und „uns angeborenen" Erkenntnissen.

Berg.

E. E. Fournier d'Albe, Zwei neue Welten. Deutsch von M. Iklé. 8. 197 S. mit Fig. u. 1 Tafel. Leipzig, J. A. Barth. 1909.

Der Verfasser dieses hier in guter Übersetznng vorliegenden Buches hat sich eine Infra-Welt und eine Supra-Welt erschlossen; er betrachtet einmal die Elektronen als Planeten in dem Planetensystem „Molekül", das andere Mal die Fixsterne als Moleküle, deren Elektronen nichts anderes sind als unsere Planeten. Die Bewohner dieser Welten verwenden Längen- und Zeiteinheiten, die sich von unseren um hohe Zehnerpotenzen unterscheiden; 10^{22} spielt eine große Rolle. Die Lichtgeschwindigkeit ist in allen Welten die gleiche. Die neuesten Ergebnisse der Elektronen- und Astrophysik werden herangezogen, um zu schildern, was der Infra-Astronom und der Supra-Physiker beobachtet. Die Meinung des Verf. über seine Untersuchungen geht dahin, „daß sie eine Revision bisher gültiger Anschauungen in den Bezirken der Naturwissenschaften und der Philosophie erforderlich machen, welche es mit dem unendlich Großen und dem unendlich Kleinen ... zu tun haben". Der Verf. wird gewiß manchem mit seinem Büchlein Freude machen; hier aber nimmt er sich zu ernst.

Berg.

Personalien.

(Die Herausgeber bitten die Herren Fachgenossen, der Redaktion von eintretenden Änderungen möglichst bald Mitteilung zu machen.)

Habilitiert: An der Universität Berlin der Astronom des Reichsmarineamts Professor E. Kohlschütter für Astronomie, an der Technischen Hochschule Karlsruhe Dr.-Ing. W. Steinkopf für Chemie.

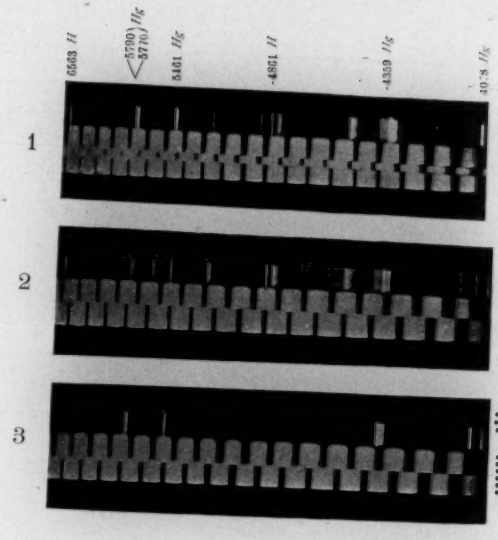
Verliehen: Dem Abteilungsvorsteher am Geodätischen Institut Potsdam Professor Dr. A. Börsch der Titel Geheimer Regierungsrat, dem Privatdozenten für Chemie an der Universität Straßburg Dr. Adolf Kreutz und dem Privatdozenten für Astronomie Karl Wilhelm Wirtz ebenda, sowie dem Chemiker der Badischen Anilin- und Sodafabrik in Ludwigshafen Dr. K. Müller der Titel Professor.

Ernannt: Der Professor der organischen Chemie an der Universität Nancy Dr E. Blaise in gleicher Eigenschaft an der Universität Paris als Nachfolger von Bouveault, der Professor der organischen Chemie an der Universität Lyon Victor Grignard in gleicher Eigenschaft an der Universität Nancy, der erste Assistent der Universitätssternwarte in Straßburg Dr. E. Jost zum Observator an der Sternwarte in Königsberg, der o. Professor der Physik der Erde an der Universität Wien Dr. Wilhelm Trabert zum Direktor der Zentralanstalt für Meteorologie und Geodynamik (im Nebenamte) ebenda.

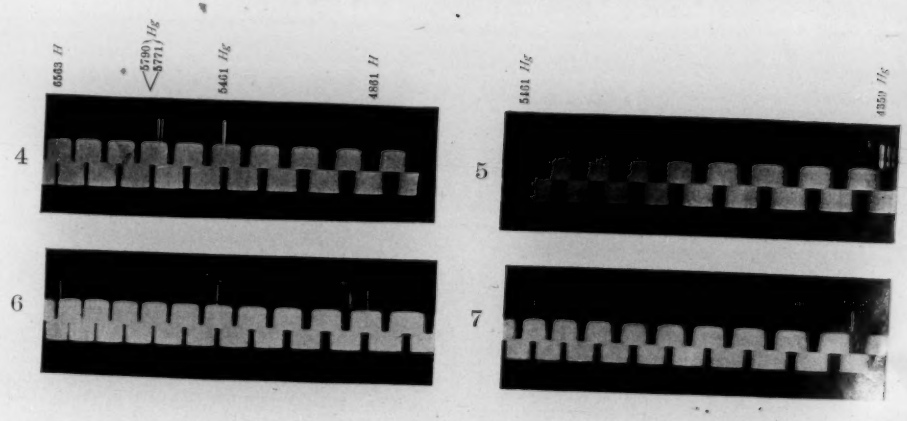
Auszeichnungen: Der frühere Direktor des chemischen Instituts der Universität Breslau Geh. Regierungsrat Dr. A. Ladenburg wurde zum korrespondierenden Mitglied der Akademie der Wissenschaften in Paris gewählt.

Gestorben: Der deutsche Chemiker Dr. Ludwig Mond in London.

Für die Redaktion verantwortlich Professor Dr. Friedrich Krüger in Danzig-Langfuhr. — Verlag von S. Hirzel in Leipzig.
Druck von August Pries in Leipzig.



OBERLIN
COLLEGE
LIBRARY



P. Zeeman, Der Grad der Vollkommenheit der zirkularen Polarisation magnetisch zerlegter Linien.

Verlag von S. Hirzel in Leipzig.